
CURSO BÁSICO DE FÍSICA TEÓRICA

Volumen 4: Física Teórica 3 [Mecánica Estadística]

E.F. Lavia

versión 0.1

7 de julio de 2021

Contenidos

1 Básicos de termodinámica	1
1.1 Energía y entropía	2
1.1.1 Funciones extensivas y homogéneas	4
1.2 Transformadas de Legendre de las funciones termodinámicas	6
1.3 Introducción a algunas ideas	10
1.3.1 Funciones respuesta	15
1.3.2 Equilibrio	17
1.3.3 Estabilidad térmica	18
1.3.4 Transiciones de fase	19
1.4 Gas de Van der Waals	21
1.5 Elementos de probabilidad y estadística	24
1.5.1 Distribución binomial	27
1.5.2 Distribución de Poisson	27
1.5.3 Distribución normal	28
1.5.4 Caminata al azar	28
1.5.5 Teorema central del límite	29
1.6 Markov. Una introducción	29
2 Conjuntos estadísticos	37
2.1 Mecánica estadística. Boltzmann y teoría cinética	37
2.1.1 Teoría cinética	39
2.1.2 Ensamble gibbsiano	42
2.2 Teorema H	43
2.3 Ensamble	43
2.3.1 Visión [de statistical mechanics - Pathria]	46
2.4 Microcanónico	48
2.4.1 Solución de equilibrio	48
2.4.2 Método de la distribución más probable	49
2.4.3 Hipótesis ergódica	50
2.4.4 Observaciones sobre el microcanónico	50
2.4.5 Fenómenos de transporte	53

2.4.6	Gas ideal (microcanónico)	58
2.4.7	Paradoja de Gibbs	59
2.5	Ensamble canónico	61
2.5.1	Equivalencia canónico y microcanónico	64
2.5.2	Ejemplos sencillos	65
2.5.3	Una derivación más del canónico	69
2.6	Líquidos	70
2.6.1	Comentarios problemas ensambles	71
2.7	El gran canónico	71
2.7.1	Visión panóptica de ensambles	75
2.7.2	Garabatos sueltos	79
2.7.3	Fluctuaciones de densidad	79
2.7.4	Fluctuaciones de energía	80
2.7.5	Gas ideal	81
2.7.6	Equivalencia canónico-gran canónico	82
2.7.7	Otra derivación del gran canónico	83
2.8	Entropía de Gibbs	84
2.8.1	Observación promedios	86
2.9	SUELTO: reubicar	86
2.9.1	Integral configuracional y $Q_N(V, T)$	88
2.9.2	Más suelto: sistemas cuánticos	89
2.9.3	Mecánica estadística para medios magnéticos	93
3	Gases clásicos ideales	98
3.1	Fluidos clásicos –reacomodar–	98
3.1.1	Análisis de $g^{[2]}(\vec{q}_1, \vec{q}_2)$	99
3.1.2	La termodinámica y $g(q)$	100
4	Gases imperfectos	102
4.1	Cuánticos –reubicar	102
4.1.1	Resumen formalismo	106
4.2	Gases reales	107
4.2.1	Algún ejemplo particular	116
4.2.2	hoja suelta –reubicar–	119
4.2.3	Parte de gases reales (desde carpeta)	124
4.2.4	Otra cosa suelta –reubicar–	125
4.2.5	Cuánticos 6	126
4.3	Sistemas de partículas indistinguibles y no interactuantes	126
4.3.1	Gas ideal cuántico	128
4.3.2	Microcanónico cuántico (gas ideal) de Boltzmann .	130
4.4	Cuánticos II	131
4.4.1	Funciones termodinámicas	132

4.4.2	Ecuaciones de estado para los gases ideales	135
4.5	Gases cuánticos	136
4.5.1	cuentas del paso discreto-continuo	139
5	Gas de Fermi	140
5.0.1	Análisis del gas ideal de Fermi	143
5.1	Cuánticos III –reubicar–	150
5.1.1	Los números de ocupación	150
5.1.2	Comportamiento de $f_{3/2}(z)$	151
5.1.3	Casos	151
5.1.4	Funciones termodinámicas con T baja y n alta	152
5.1.5	Sobre la aproximación de gas de Fermi para el núcleo	153
5.1.6	Cuánticos 3 – más material para reubicar–	155
5.1.7	Estadísticas –otra cosa para reubicar–	157
5.2	Estudio de un metal – título tentativo –	160
5.2.1	Estudio de un metal	160
5.2.2	Modelo de Debye	163
5.2.3	Gas de electrones en metales	166
5.2.4	Emisión termoiónica	168
6	Gas de Bose	170
6.0.1	Análisis del gas ideal de Bose	177
6.0.2	Condensado de Bose como transición de fase	180
6.1	Cuánticos IV –reubicar–	184
6.1.1	Cuánticos 5 - Cuánticos 5b –reubicar–	186
6.1.2	Límite clásico de la función de partición	187
7	Elementos de la teoría de fenómenos críticos	192
7.1	Ising 1	192
7.1.1	No hay magnetización espontánea en 1D	196
7.1.2	Magnetización espontánea en 2D	197
7.2	Ising 2	200
7.2.1	Aproximación de Bragg-Williams	201
7.2.2	Aproximación de Bette-Peierls	205
7.2.3	Cosas sin título	208
7.2.4	Orden corto y orden largo	208
7.2.5	Comentario magnetización	209
7.2.6	Metropolis Monte-Carlo	209
7.3	Método de Metropolis Monte Carlo	211
7.3.1	Metropolis	214
7.3.2	Aplicación a Ising	215
7.3.3	Ising en 2D	218

7.3.4	Teoría sobre líquidos o algo similar	222
7.3.5	Racconto final-final	223
7.4	Fenómenos críticos	225
7.5	Exponentes críticos	228
7.5.1	Exponentes críticos Van Der Waals	229
7.5.2	Sobre trabajo y relación p, V [mover]	229
7.5.3	Comentarios varios [mover]	230
7.5.4	Para apéndice [mover]	231
7.5.5	Fenómenos críticos (1)	231
7.5.6	Fenómenos críticos (2)	234
8	Evolución temporal de sistemas macroscópicos	236
8.1	Teorema de Liouville	236
8.2	Jerarquía BBGKY	237
9	Gases diluidos en las proximidades del equilibrio	240
9.0.1	Construcción de una cuenta	242
9.0.2	otra	244
9.1	Teorema H y consecuencias	245
10	Introducción al estudio de procesos de relajación	247
10.1	Procesos de Markov	247
10.1.1	Ecuación maestra	249
10.1.2	Camino aleatorio y ecuación de difusión	250
10.2	Cadenas de Markov	251
10.2.1	Solución general a través de descomposición espectral	253
A	Volumen de esfera n-dimensional	260

Capítulo 1

Básicos de termodinámica

El que un cuerpo sea, a efectos termodinámicos, macroscópico o no dependerá de la relación entre las distancias características entre los componentes y el tamaño total teniendo en cuenta el potencial que hace interactuar a las partículas. Así, por ejemplo, una galaxia no es un cuerpo macroscópico mientras que un barril de cerveza sí lo es.

El equilibrio termodinámica se da cuando macroscópicamente nada pasa en el sistema, aunque microscópicamente siempre está sucediendo algo.

Una pared rígida y adiabática (en ausencia de campos) implica que no puedo interactuar con él; en cambio una pared rígida implica solamente que no puedo interactuar por medios mecánicos [explicar].

El concepto de estado conlleva el desinterés por la manera en que llegó a ese estado. Una variable termodinámica no puede depender de cómo el sistema llega a ese estados; por ello esa variable F es un diferencial exacto, es decir que

$$\oint dF = 0 \quad \text{y} \quad F(b) - F(a) = \int_a^b dF$$

implica que F es variable de estado.

El gas ideal es tal que las partículas no interactúan entre sí. Es una aproximación de gases diluidos que funciona bien a baja densidad. Podemos expandir una expresión en términos de la densidad, lo cual se conoce como ecuación del virial.

Se busca hallar los coeficientes de dicha expansión a cada orden

$$p = \frac{nRT}{V} \left(1 + \frac{n}{V} B(T) + \left(\frac{n}{V} \right)^2 C(T) + \dots \right)$$

donde B, C, \dots son los coeficientes del virial. Van der Waals, según veremos después, es una primera corrección al gas ideal.

Se tiene el potencial de Lenard-Jones, que es de la forma $V \sim (x^{-12} - x^{-6})$

fig p1

En la ecuación de estado del gas ideal se tiene que todo el volumen es accesible todo el tiempo (el gas puede ocupar todo el volumen).

Partículas no interactuantes (no tienen volumen)

En la expresión de Van der Waals,

$$p = \frac{nRT}{V - nb} - a \left(\frac{n}{V} \right)^2$$

el denominador del primer término tiene en cuenta el carozo, mientras que el segundo término tiene en cuenta la disminución de presión (que es un efecto de las colas).

Al introducir la pared, a su derecha no hay partículas. Una del costado percibe el desbalance porque desde el lado de la pared no hay partículas que le hagan fuerza.

fig p2 1

El desbalance hace que se frenen (es decir que tiendan a chocar menos contra la pared) y sientan por ello menor presión (fuerza neta hacia adentro).

Las leyes de la termodinámica contienen toda la información.

1.1 Energía y entropía

Consideremos en primer lugar la energía; la aditividad de la energía.

Al separar un sistema construyo una pared

fig p2 2

y si la energía era $E = E_1 + E_2 + H_{12}$ paso a considerar, al separarlos, que $E = E_1 + E_2$. ¿Bajo qué condición se da que $H_{12} \sim 0$? Para ello considero el potencial segundo

fig p2 3

La $E \geq V_0(\rho V)n_p$ el rango del potencial aceptará $1, 2, \dots, i$ capas de vecinos. La primer capa tendrá 6 vecinos. Si el potencial es gravitatorio interactúa con todos los vecinos, si su alcance es corto interactuará con un número i chico.

fig p2 4 y 5

El volumen de la interfase asociada al rango de interacción es V' . Entonces $E_1 + E_2$ con $H_{12} = V_0 \rho V n_p$.

Luego, si el rango de interacción es finito, entonces $H_{12} \sim 0$ y la energía es aditiva. Si el rango de interacción no decae rápidamente entonces $H_{12} \neq 0$. Se puede decir entonces que

$$E = E_1 + E_2 \quad \Leftrightarrow \quad \text{El rango de la interacción es pequeño}$$

La energía no es aditiva para sistemas coulombianos puros, gravitatorios o sistemas muy pequeños porque allí el tamaño del sisistema es del orden de la interacción y no tiene sentido dividirlo.

El trabajo se puede escribir en general como

$$dW = pdV - JdL - \sigma dA - \mathbf{E} \cdot d\mathbf{P}$$

y además

$$\sum_j \mu_j dN_j \leftarrow \text{Flujo de materia}$$

dW es un diferencial inexacto salvo en los casos en que el trabajo es adiabático.

La segunda ley de la termodinámica se enuncia en el siglo XVIII en el medio de la revolución industrial. Aplicada a máquinas de vapor.

Una de las formulaciones de la 2da ley es definir la entropía. Surge de una escala de temperatura absoluta que emana desde

$$\frac{Q_1}{Q_2} = -\frac{T_1}{T_2} \quad \Rightarrow \quad \frac{Q_1}{Q_2} + \frac{T_1}{T_2} = 0 \quad \text{reversible}$$

que desemboca en la desigualdad de Clausius

$$\int \frac{dQ}{T} \leq 0.$$

De esto deducimos que dQ/T es una diferencial exacta en el caso de sistemas reversibles. En este caso el Q a veces se pone como Q_R de *calor reversible*. No obstante, no hay que olvidar que la máquina reversible es una idealización.

Proceso reversible en un sistema aislado

$$S_{A \rightarrow B} = \int_A^B dS = 0$$

pues

$$dS = \frac{dU}{T} - \frac{p}{V} dV + \frac{\mu}{T} dN = 0$$

S será aditiva cuando E sea aditiva.

pero en procesos irreversibles la variación de S es cota superior:

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} < \int_A^B dS = S_{A \rightarrow B}.$$

La existencia de S es independiente de su cálculo

Luego, para un sistema aislado, en un proceso irreversible

$$dS_I = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{dQ_I}{T} = 0$$

y entonces

$$0 < \int_A^B dS = S_{A \rightarrow B}$$

La entropía solo aumenta. Podría calcular $S_{A \rightarrow B}$ con un proceso reversible de $A \rightarrow B$ pero ahí ya tengo que intervenir sobre el sistema (no hay procesos espontáneos –en un sistema aislado– reversibles).

En reversibles

$$dU = TdS - pdV + \mu dN$$

mientras que en irreversibles

$$dU = dQ_I - pdV + \mu dN, \quad \text{pero} \quad dQ_I < TdS$$

y entonces

$$dU < TdS - pdV + \mu dN$$

La entropía da un criterio para el equilibrio en sistemas aislados; el equilibrio es equivalente al máximo de entropía.

Un sistema aislado está definido por una pared rígida y adiabática. Allí la entropía se maximiza, y $\Delta S > 0$ genera la *flecha del tiempo*. La mecánica no nos provee el sentido del transcurso del tiempo, esto lo hace la termodinámica.

1.1.1 Funciones extensivas y homogéneas

La entropía es extensiva y aditiva. Si S es homogénea de primer orden de U, V, N_j se tiene

$$S = S(\lambda U, \lambda X, \{\lambda N_i\}) = \lambda S(U, X, \{N_i\})$$

En un sistema PVT
 $Y = -p$.

y además si

$$TdS = dU - YdX - \mu_i dN_i,$$

donde Y es una fuerza generalizada y dX un desplazamiento generalizado,

$$\frac{dS}{d\lambda} = S = \frac{\partial S}{\partial \lambda U} \frac{d\lambda U}{d\lambda} + \frac{\partial S}{\partial \lambda X} \frac{d\lambda X}{d\lambda} + \frac{\partial S}{\partial \lambda N_i} \frac{d\lambda N_i}{d\lambda}$$

$$S = \frac{\partial S}{\partial \lambda U} U + \frac{\partial S}{\partial \lambda X} X + \frac{\partial S}{\partial \lambda N_i} N_i$$

$$\frac{\partial}{\partial \lambda U} [S(\lambda U)] = \frac{\partial}{\partial \lambda U} [\lambda S(U)] = \frac{\partial S}{\partial U} = \frac{1}{T}$$

y procediendo del mismo modo con Y, μ

$$S = \frac{1}{T} U + \frac{-Y}{T} X + \frac{-\mu_i}{T} N_i$$

y arribamos a la ecuación fundamental

$$TS = U - YX - \mu_i N_i$$

o bien

$$U = TS + YX + \sum_i \mu_i N_i.$$

EJEMPLO 1.1 Los mínimos de potencial y el equilibrio

Considerando W_{libre} un trabajo diferente del volumétrico, podemos poner

$$\Delta W = \int pdV + \Delta W_{\text{libre}}$$

y ΔU se comporta como un reservorio donde guardo trabajo; de allí el concepto de potencial. En un sistema con entropía constante S tengo otro concepto de equilibrio

$$(\Delta H)_{S,V,N_{\text{rev}}} = -\Delta W_{\text{libre}}$$

de modo que

$$(\Delta H)_{S,V,N} < -\Delta W_{\text{libre}}$$

Puedo pasar entre funciones de estado con la transformada de Legendre. Se puede demostrar que transforma diferenciales exactas en diferenciales exactas y funciones homogéneas en funciones homogéneas.

$$(\Delta H)_{S,N,Y} \geq 0 \quad \text{Es mínimo en el equilibrio, } H \text{ es la entalpía}$$

$$(\Delta A)_{T,V,N} \geq 0 \quad \text{Es mínimo en el equilibrio, } A \text{ es la energía libre de Helmholtz}$$

EL potencial A es más *usable* que H porque T, V, N constantes son experimentalmente más logrables.

$$(\Delta G)_{T,P,N} \geq 0 \quad \text{Es mínimo en el equilibrio, } G \text{ es la energía libre de Gibbs}$$

Podemos resumir estos hechos, interesantes, en el siguiente cuadro

S	máximo	sistema aislado
E	mínimo	S, V, N
H	mínimo	S, P, N
A	mínimo	T, V, N
G	mínimo	T, P, N

La primera ley (en sistemas reversibles) era

$$dU = TdS + YdX + \sum_i \mu_i dN_i$$

y a S, V, N constantes

$$dU^R = 0 \quad dU^I \leq 0$$

la mínima U es equilibrio. Si existe trabajo que no es de volumen resulta

$$dU < -dW_{\text{libre}}$$

$$\frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{T} + \frac{p}{T} dV - \frac{\mu}{T} dN = \frac{dQ}{dT} \leq dS$$

Si el sistema está aislado será

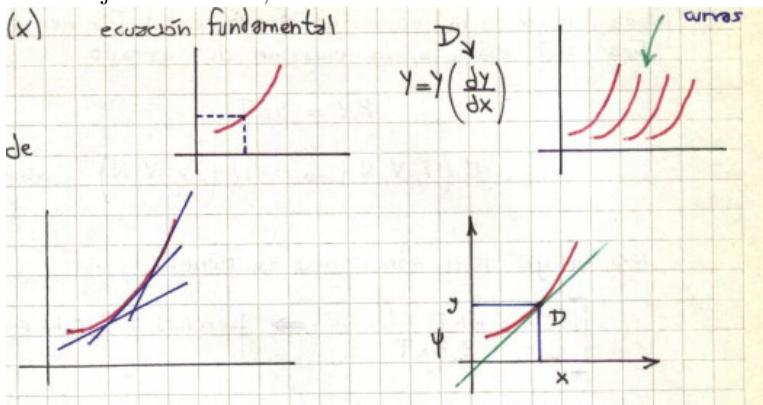
$$0 \leq dS \quad \text{condición de equilibrio}$$

alcanzando el máximo ya no puede disminuir la entropía.

1.2 Transformadas de Legendre de las funciones termodinámicas

Un poco oscura la teoría en la carpeta. Se habla de una ecuación fundamental que aquí sería $f(x, y, z)$

En la carpeta se tiene $Y = Y(D)$ (altura y pendiente) que no es ecuación fundamental y $\Psi = \Psi(D)$ (ordenada y pendiente) que sí lo es. Ver figurines bajo estas líneas,



y se dice que se conoce la ecuación de la recta tangente, donde

$$D = \frac{Y - \Psi}{x} = \frac{dY}{dx}$$

$$\Psi = Y - Dx = y - \frac{dy}{dx}x,$$

donde Ψ es la transformada de Legendre de Y .

$$f(x, y, z) \quad \text{con pendientes } \frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z}$$

entonces

$$\varphi(f_x, y, z) = f(x, y, z) - x \left. \frac{\partial f(x, y, z)}{\partial x} \right|_{y, z}$$

es la transformada de Legendre respecto de x , mientras que

$$\varphi(f_x, f_y, z) = f(x, y, z) - x \frac{\partial f}{\partial x} - y \frac{\partial f}{\partial y}$$

es la transformada de Legendre respecto de y .

La transformada de Legendre transforma una función homogénea en otra función homogénea, mantiene el carácter de función de estado.

$$d\varphi(f_x, y, z) = df - dx \frac{\partial f}{\partial x} - xd \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)$$

Para el caso de la energía

$$U = U(S, V, N) \quad dU = TdS - pdV + \mu dN$$

y entonces

En la carpeta la energía libre de Helmholtz es F .

$$A = U - S \left. \frac{\partial U}{\partial S} \right|_{V, N} = U - ST \quad \Rightarrow \quad A = A(T, V, N)$$

y para este caso vemos que $U(T, V, N)$ no es fundamental pero en cambio $A(T, V, N)$ sí es fundamental. Otros potenciales termodinámicos (faltaría el gran potencial?) son

$$H = U - V \left. \frac{\partial U}{\partial V} \right|_{S, N} = U + pV \quad \Rightarrow \quad H = H(S, p, N)$$

$$G = U - S \left. \frac{\partial U}{\partial S} \right|_{V, N} - V \left. \frac{\partial U}{\partial V} \right|_{S, N} = U - ST + pV \quad \Rightarrow \quad G = G(T, p, N)$$

$$dA = dU - SdT - TdS = -SdT - pdV + \mu dN$$

$$dA \leq -SdT - pdV + \mu dN$$

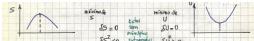
entonces A mínimo es equilibrio a T, V, N constantes. . Los potenciales termodinámicos son útiles porque se minimizan en el equilibrio, bajo ciertas condiciones particulares.

Igualando derivadas parciales en las expresiones de los potenciales puede verse que

$$\left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_{T,N} = \left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_{V,N}$$

La idea de las transformadas de Legendre es pasar la dependencia de cierto juego de variables a otro que podría ser más apropiado para el sistema en cuestión. La transformada de Legendre conserva el carácter de diferencial exacto y de función homogénea.

En un sistema caracterizado por la entropía (aislado), en el equilibrio tendremos entropía máxima y como $S = S(U, V, N)$ se tendrá pictóricamente que



en términos de S se tiene un máximo, por ende $\delta S = 0$ con $\delta S^2 < 0$ mientras que para la energía U es un mínimo y consecuentemente $\delta U = 0$ con $\delta U^2 > 0$.

Esto tiene aplicación en sistemas aislados. Sea ahora un sistema caracterizado



En la parte izquierda S está fluctuando de modo que la entropía no está bien definida, porque hay intercambio de calor. Si considero a los dos entonces lo tendré aislado. Ahora está aislado:



y entonces se puede introducir un principio extremal,

$$dU^t = d(U + U^f) = 0 \quad d^2U^t = d^2(U + U^f) > 0$$

de manera que consideraremos el sistema en el equilibrio aunque la entropía esté fluctuando, luego como $d^2U^f \sim 0$ se tiene $d^2U > 0$ y

$$dU^t = dU + T^f dS^f = dU - T^f dS$$

El gran potencial es
 $\Omega = U - TS - \mu N$ y se tiene
 $\Omega = \Omega(T, V, \mu)$

y como está en equilibrio la temperatura es

$$dU^t = d(U - TS) = 0$$

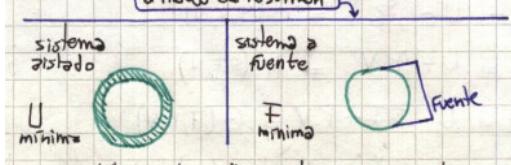
y lo del paréntesis no es otra cosa que $F = U - TS$ de modo que se tiene $dF = 0$, o sea que he podido escribir el sistema total en función de variables del sistema que conozco. A consecuencia de lo anterior $d^F > 0$ dado que $\delta(TS)$ a orden dos será nula porque TS debe ser lineal en S pues T es constante.

La idea intuitiva es que: en la fuente se anula porque justamente al ser un reservorio no puede perder energía. En este caso T es constante,

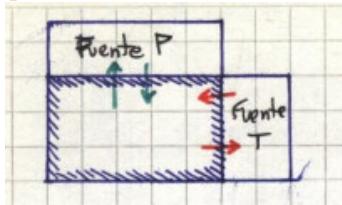
$$\frac{\partial U}{\partial S} \Big|_{V,N} = T$$

y U es lineal en S entonces $\delta U^2 = 0$.

A modo de resumen



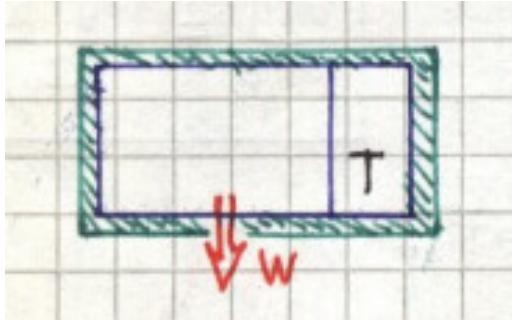
Podemos pensar que F lleva el formalismo de tener un sistema aislado y U mínima. Sea ahora un sistema conectado a fuentes de presión y de temperatura,



$$dU^t = dU + dU^{f_T} + dU^{f_p} = dU - TdS + pdV = d(U - TS + pV) = 0$$

y lo de dentro del paréntesis es la energía libre de Gibbs. Se tiene $dG = 0$ y $d^2G > 0$.

Sea ahora un sistema aislado al que se le sacó energía



y el trabajo que le voy a poder extraer será

$$\delta W_T = -dU^t = -dF$$

no le puedo “sacar” toda la energía interna, sino solo la disponible. Para un sistema aislado la energía que le puedo extraer es la energía interna U .

Sistema aislado en equilibrio, entonces se tendrá S máxima y como $S(U, V, N)$ y considero fluctuación energética

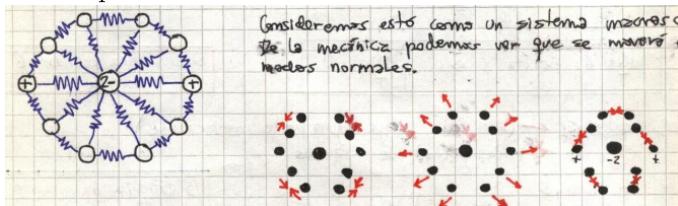
$$\frac{\partial S}{\partial U} \Big|_{eq} = 0 \quad \frac{\partial^2 U}{\partial S} \Big|_{eq} < 0$$

$$\delta S_{orden2} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial S} \Big|_{eq} \delta U^2$$

1.3 Introducción a algunas ideas

Lo que sigue parece ser un enfoque de la termodinámica, más formal, siguiendo el libro de H.B. Callen (que es un libro recomendado)

Consideramos esto como un sistema macroscópico; de la mecánica podemos ver que se moverá en modos normales.



Consideramos: 1) variables ocultas, 2) variables mecánicas y 3) variables eléctricas. En una descripción promedio 1) no lo percibo, pero 2) sí porque incluye cambios en volumen y 3) lo veré porque varía el momento dipolar eléctrico. No puedo medir estos modos pero sí verlos macroscópicamente.

Las variables ocultas estarán asociadas a una energía interna

$$W = \Delta K + \Delta P_0$$

$$W + q = \Delta K + \Delta P_0 + \Delta U$$

donde q está asociado a los grados de libertad ocultos. En termodinámica, no trataremos de las formas de energía macroscópicas (cinética y potencial). Considero el cuerpo fijo en el centro de masas, etc. y me preocupo solamente de la energía interna

$$W + Q = \Delta U$$

de modo que entonces, considerando δW un diferencial inexacto se puede escribir

$$\delta W = -pdV + Jd\ell + \sigma dA + EdP + HdM + \phi de + \sum_i \mu_i dN_i$$

El primer término es el trabajo mecánico, el segundo y tercero son el trabajo de longitud y de superficie, respectivamente, que multiplican un diferencial de longitud y área por la tensión lineal J y la tensión superficial σ . Luego el cuarto y quinto términos son los trabajos de variación del momento dipolar y magnético, mientras que el sexto es el trabajo asociado a la electrostática y finalmente la sumatoria contempla el trabajo para variar el número de partículas de una especie siendo μ_i el potencial químico asociado a la especie i -ésima.

El trabajo siempre es producto de una variable extensiva por una intensiva (son conjugadas una de otra). En general

$$\delta W = YdX$$

donde Y es una fuerza generalizada (intensiva) y dX es un desplazamiento generalizado (extensivo).

Se puede construir la termodinámica sobre los hombros de cuatro postulados.

1. Se postula la existencia de estados de equilibrio caracterizados por

$$U, V, N_1, \dots, N_r \quad (r \text{ especies})$$

2. Existe una función llamada entropía S con

$$S = S(U, V, N_1, \dots, N_r)$$

definida para los estados de equilibrio. Los valores que toman los parámetros extensivos en ausencia de ligaduras internas son aquellos que maximizan la entropía.

3. La entropía es aditiva, continua y diferenciable y además es una función creciente de la energía interna

$$\left. \frac{\partial S}{\partial U} \right|_{V,N} > 0,$$

de aquí saldrá el hecho de que $T > 0$ (las temperaturas serán definidas positivas). Entonces, en un sistema compuesto



se tiene

$$S = S_1 + S_2 \quad S = S_1(U_1, V_1, \mu_1) + S_2(U_2, V_2, \mu_2)$$

de modo que si se retira la ligadura interna el sistema se equilibrará variando las entropías S_1, S_2 maximizando S . Las variables U_i, V_i, μ_i se acomodan para hacer S máxima.

4. Cuando la entropía sea nula se tiene

$$\left. \frac{\partial S}{\partial U} \right|_{V,N} = 0,$$

lo cual es equivalente al tercer principio.

Como consecuencia de la aditividad se tiene

$$S(\lambda U, \lambda V, \lambda N_1, \dots, \lambda N_r) = \lambda S(U, V, N_1, \dots, N_r),$$

es decir que S es homogénea de grado 1, lo cual sobreviene de haberle pedido por postulado dicha característica. Se puede pasar de $S(U, V, N)$ a $U(S, V, N)$ que es la ecuación fundamental. Luego, obtengo todo lo demás utilizando los postulados.

La energía en $U(T, V, N)$ no es fundamental porque no involucra cantidades extensivas; la definición de S anterior involucra cantidades extensivas, no intensivas. Una variación a primer orden de U resulta en

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

donde las derivadas parciales son, respectivamente, $T, -p$ y μ (consideramos una única especie).

Estas derivadas parciales serán intensivas. Regularán el intercambio de cantidades extensivas. La temperatura T está asociada al intercambio de entropía respecto a cierta variación de energía. Entonces,

$$dU = TdS - pdV + \mu dN$$

y solo para estados de equilibrio se tiene $dU = \delta Q + \delta W$ donde $\delta Q = TdS$ (recordemos que S está definida para estados de equilibrio).

EJEMPLO 3.1 Problema

Partimos de la expresión siguiente para la entropía

$$S = \left(\frac{R^2}{v_0 \theta} \right)^{\frac{1}{3}} (NVU)^{\frac{1}{3}}$$

y consideramos un bloque con dos compartimientos y las siguientes características

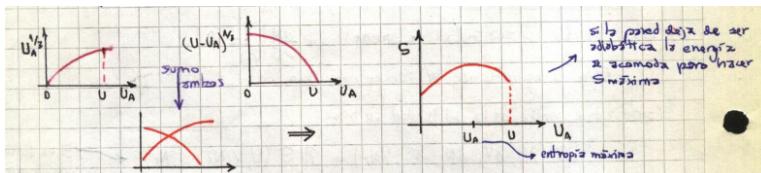
	A	B
Vol	$9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$	$4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$
N	3 moles	2 moles
U	U_A	U_B

con $U_A + U_B = 80$ Joules. Consideraremos paredes impermeables (no hay μ), rígidas (no V) y adiabáticas (no Q). Se pueden escribir entonces $V_B = 4/9V_A = \lambda_V V_A$ y $N_B = 2/3N_A = \lambda_N N_A$ y además $U_B = U - U_A$, luego la suma de entropías resulta

$$S = S_A + S_B = \left(\frac{R^2}{v_0 \theta} \right)^{\frac{1}{3}} (N_A V_A U_A)^{\frac{1}{3}} \left(1 + (\lambda \lambda_N \lambda_V)^{\frac{1}{3}} \right)$$

o bien

$$S = \left(\frac{R^2}{v_0 \theta} \right)^{\frac{1}{3}} (N_A V_A)^{\frac{1}{3}} \left(U_A^{\frac{1}{3}} + \frac{2}{3}(U - U_A)^{\frac{1}{3}} \right)$$



La ecuación fundamental es $U = U(S, V, N)$ donde U es homogénea de grado uno, de manera que tendremos ecuaciones de estado $T = T(S, V, N)$, $P = P(S, V, N)$ y $\mu = \mu(S, V, N)$ y la energía es

$$U = \frac{\partial U}{\partial S} \Big|_{V,N} S + \frac{\partial U}{\partial V} \Big|_{S,N} V + \frac{\partial U}{\partial N} \Big|_{V,S} N$$

y al conocer las tres ecuaciones de estado, conozco las derivadas y conozco la ecuación fundamental.

La ecuación de Gibbs-Duhem relaciona las variaciones de los parámetros intensivos. Es

$$SdT - VdP + \sum_j N_j d\mu_j = 0,$$

de manera que puedo conocer dos ecuaciones de estado y con Gibbs-Duhem obtener la ecuación fundamental. Esto permite que conociendo las ecuaciones de estados y la relación de Gibbs-Duhem pueda llegar a la ecuación fundamental (a menos de una constante). Sea, por ejemplo, la ecuación de estado

$$pV = NRT$$

y

$$U(T, V, N) \rightarrow U\left(\frac{\partial U}{\partial S}, V, N\right)$$

e involucra integración y entonces queda una constante libre. Para un gas ideal monoatómico se tiene $pV = NRT$ y $U = 3/2NRT$, supongamos que se quiere hallar la ecuación fundamental. Podemos llegar fácilmente a $S(U, V, N)$ con variables extensivas: U, V, N

$$dS = \frac{\partial S}{\partial U}\Big|_{V,N} dU + \frac{\partial S}{\partial V}\Big|_{N,U} dV + \frac{\partial S}{\partial N}\Big|_{V,U} dN$$

donde cada una de las derivadas parciales es $1/T, P/T$ y μ/T respectivamente. La expresión para la entropía S , en lugar de la diferencial de entropía, reemplazará dU por U , dV por V y dN por N . Entonces, tengo dos ecuaciones de estado

$$\frac{P}{T} = \frac{NR}{V} = \frac{\partial S}{\partial V}\Big|_{N,U} \quad \frac{1}{T} = \frac{3}{2} \frac{NR}{U} = \frac{\partial S}{\partial U}\Big|_{V,N}$$

que para un mol adoptan la forma

$$\frac{P}{T} = \frac{NR}{V} = \frac{R}{v} \quad \frac{1}{T} = \frac{3}{2} \frac{NR}{U} = \frac{3}{2} \frac{NR}{\mu}$$

donde $v = V/N$ y $\mu = U/N$.

Por la homogeneidad se tiene que de $S(U, V, N)$ paso a $NS(U/N, V/N, 1)$ (con un ligero abuso de notación) y entonces

$$d\left(\frac{\mu}{T}\right) = \mu d\left(\frac{1}{T}\right) + vd\left(\frac{P}{T}\right),$$

luego

$$s = \frac{\mu}{T} + \frac{PV}{T} + \frac{\mu N}{T}$$

de modo que diferencialmente

$$ds = \frac{dU}{T} + Ud\left(\frac{P}{T}\right) + \frac{P}{T}dV + Nd\left(\frac{\mu}{T}\right) + \frac{\mu}{T}dN$$

utilizando la expresión para dU obtenemos una expresión para dS que lleva a

$$Ud\left(\frac{1}{T}\right) + Vd\left(\frac{P}{T}\right) + Nd\left(\frac{\mu}{T}\right) = 0,$$

y luego a

$$d\left(\frac{\mu}{T}\right) = \mu d\left(\frac{1}{T}\right) + vd\left(\frac{P}{T}\right) = -\frac{3}{2} \frac{R}{\mu} d\mu + \frac{R}{v} dv = -\frac{3}{2} d(\log \mu) - Rd(\log v)$$

que conduce a

$$\frac{\mu}{T} = -\frac{3}{2} R \log\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right) - R \log\left(\frac{v}{v_0}\right) + \frac{\mu}{T_0}$$

donde la última es una constante de integración.

Esto nos posibilita llegar una expresión para la entropía S , que es como sigue:

$$S = \frac{N}{N_0} S_0 + NR \log \left[\left(\frac{U}{U_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{V}{V_0} \right) \left(\frac{N}{N_0} \right)^{-\frac{5}{2}} \right]$$

1.3.1 Funciones respuesta

Es la variación de ciertos parámetros del sistema al varios otros parámetros. Son las cosas que se miden en el laboratorio.

La respuesta térmica, general, es

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

que se especializa de acuerdo a las variables que se mantienen fijas. Así

$$C_{VN} = \left. \frac{\partial U}{\partial T} \right|_{V,N}$$

se ve que para gas ideal es $C_P = C_V + R$.

La respuesta mecánica es una derivada normalizada del volumen, así tenemos

$$\kappa_{T,\{N_j\}} = -\frac{1}{V} \left. \frac{\partial V}{\partial P} \right|_{T,\{N_j\}} \quad \text{Compresibilidad isotérmica}$$

$$\kappa_{S,\{N_j\}} = -\frac{1}{V} \left. \frac{\partial V}{\partial P} \right|_{S,\{N_j\}} \quad \text{Compresibilidad adiabática}$$

$$\alpha_{P,\{N_j\}} = -\frac{1}{V} \left. \frac{\partial V}{\partial T} \right|_{P,\{N_j\}} \quad \text{expandibilidad (o dilatación) térmica}$$

Se suelen expresar todas las derivadas en términos de cantidades específicas, que son equivalentes a las anteriores porque corresponde a multiplicar y dividir por N ; así $v = V/N$ y $s = S/N$ son el volumen específico y la entropía específica, respectivamente.

Dado que $dg = -sdT - vdP$, si utilizamos las expresiones anteriores

$$-s = \left. \frac{\partial g}{\partial T} \right|_p \quad \rightarrow \quad \frac{\partial^2 g}{\partial T^2}$$

y

$$-v = \left. \frac{\partial g}{\partial p} \right|_T \quad \rightarrow \quad \frac{\partial^2 g}{\partial p^2} \Big|_T$$

y vemos que las funciones respuesta son derivadas segundas de la energía libre de Gibbs. Para $(\partial T/\partial P)|_{V,N}$ conviene usar Gibbs, por estar T, P . Tengamos en cuenta que serán independientes las derivadas segundas, las cruzadas son iguales.

Para obtener las derivadas parciales hay un método muy automático basado en jacobianos,

$$\frac{\partial(u, v, \dots, w)}{\partial(x, y, \dots, z)} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \dots & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \dots & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix},$$

donde u, v, \dots, w son funciones y x, y, \dots, z son variables. Así, por ejemplo

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{y,z} = \frac{\partial(u, y, z)}{\partial(x, y, z)}$$

que lleva a un determinante

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\frac{\partial(u, v, w)}{\partial(x, y, z)} = -\frac{\partial(v, u, w)}{\partial(x, y, z)}$$

Se tiene la regla de la cadena

$$\frac{\partial(u, v, w)}{\partial(x, y, z)} = \frac{\partial(u, v, w)}{\partial(r, s, t)} \frac{\partial(r, s, t)}{\partial(x, y, z)}$$

$$\frac{\partial(u, v, w)}{\partial(x, y, z)} = \frac{1}{\frac{\partial(x, y, z)}{\partial(u, v, w)}}$$

Veamos algún caso

$$\left. \frac{\partial T}{\partial p} \right|_S = \frac{\partial(T, s)}{\partial(P, S)} = \frac{\partial(TS)}{\partial(p, T)} \frac{\partial(pT)}{\partial(pS)} = \frac{\partial(TS)}{\partial(pT)} \frac{1}{\frac{\partial(pS)}{\partial(pT)}}$$

y usando que $dg = -sdT + vdp$ donde cada una es una derivada parcial de la energía de Gibbs específica se tiene que las derivadas segundas serán iguales, i.e.

$$-\left. \frac{\partial S}{\partial p} \right|_T = \left. \frac{\partial v}{\partial T} \right|_p$$

Entonces,

$$-\left. \frac{\partial(ST)}{\partial(pT)} \right|_S = -\left. \frac{\partial S}{\partial p} \right|_T = \left. \frac{\partial v}{\partial T} \right|_p$$

mientras que la

$$\frac{\partial(pS)}{\partial(pT)} = \left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_p$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial p} \right|_S = \frac{v\alpha}{C_P/T}.$$

Cuando aparezcan derivadas parciales con μ conviene utilizar Gibbs-Duhem,

$$d\mu = -sdT + vdp,$$

y $dg = d\mu$. Entonces,

$$\left. \frac{\partial \mu}{\partial V} \right|_{S,N} = -s \left. \frac{\partial T}{\partial V} \right|_{S,N} + v \left. \frac{\partial p}{\partial V} \right|_{S,N}$$

de manera que con

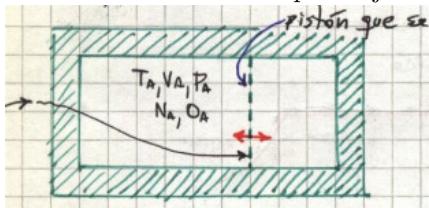
$$C_V = T \left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_V$$

podemos llegar a

$$C_p - C_V = \frac{v\alpha^2 T}{\kappa_T}.$$

1.3.2 Equilibrio

Vemos una ilustración aquí abajo



donde tenemos un pistón sin masa que se mueve sin rozamiento y además es permeable. Ese tabique puede servir como modelo de interfase entre sistemas. La pared externa es rígida, impermeable y adiabática.

Si la energía U es aditiva, ya puedo aplicar termodinámica. Como el sistema es aditiva, entonces la entropía S será aditiva. Todo proceso posible espontáneo hace que

$$\Delta S \geq 0,$$

es decir que la entropía crezca o se mantenga. El equilibrio se alcanzará cuando todo proceso que se me ocurra haga que $\Delta S \leq 0$. Al pedir explícitamente esa condición llego a

$$T_A = T_B \quad p_A = p_B \quad \mu_A = \mu_B$$

lo cual supone ausencia de reacciones químicas.

1.3.3 Estabilidad térmica

Hacemos una variación δU de energía en una pequeña sección del sistema. Consideraré la variación en δS en torno al equilibrio. Como la temperatura del equilibrio es $T_A = T_B$ el δS a primer orden es nulo. La estabilidad exige que

$$c_V > 0$$

lo que implica que si agrego calor sube la temperatura y al haber gradiente de temperatura se vuelve al equilibrio. Si fuera $c_V < 0$ el gradiente es para el otro lado y se formaría un sumidero de calor, es decir un colapso térmico. Recordemos que el calor fluye de las temperaturas altas a las bajas.

Los sistemas en equilibrio se arreglan para volver al equilibrio ante un cambio (principio de LeChatellier).

Para la estabilidad mecánica se tiene

$$\kappa_T > 0$$

puesto que al aumentar el volumen disminuye la presión y entonces se vuelve al equilibrio. En este caso el otro signo, $\kappa_T < 0$ haría formarse un sumidero de materia.

Para la estabilidad química

$$\frac{\partial \mu}{\partial N} > 0.$$

Un dado estado de equilibrio será tal que maximice o minimice ciertas funciones y además presente signos determinados en ciertos parámetros. Estos signos generan ciertas curvaturas en las gráficas de las funciones de los potenciales termodinámicos. Vemos que, según la forma de los gráficos de los potenciales, tendremos procesos posibles o imposibles.

EJEMPLO 3.2 Problema 8

Caracterizar gas ideal,

$$U(V, T) = U(T) \quad H(P, T) = H(T)$$

y entonces se pide hallar la ecuación de estado. Se tiene $(\partial U / \partial V)|_T = 0$ donde enfatizamos que el vínculo es temperatura T constante. Luego,

$$dU = TdS - pdV$$

y expresando el $dS = (\partial S / \partial T)|_V dT + (\partial S / \partial V)|_T dV$ y entonces el diferencial de energía,

$$dU = T \left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_V dT + \left(T \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_T - p \right) dV$$

y el paréntesis es $(\partial U / \partial V)|_T = 0$ puesto que $p = T(\partial S / \partial V)|_T$ de manera que

$$dU = T \left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_V dT = C_V dT.$$

El diferencial de energía libre es

$$dF = -sdT - pdV,$$

de lo cual deducimos

$$s = - \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_T \quad p = - \left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_V dT$$

y se tiene $p = T(\partial p / \partial T)|_V$ de modo que

$$\frac{1}{T} dT = \frac{1}{p} dp$$

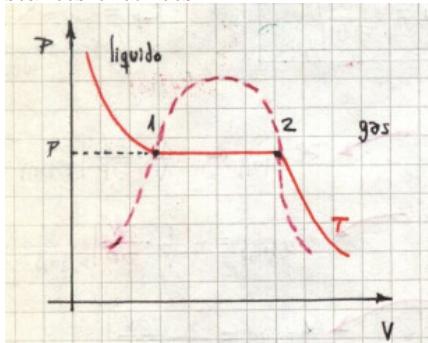
conduce a $d(\log T) = d(\log p)$ de lo cual surge $p = K(V)T$. Utilizando un argumento parecido con la entalpía deberíamos arribar a

$$V = K_2(p)T$$

y entonces $pV = K_3T$.

1.3.4 Transiciones de fase

La masa se mantiene constante. Vemos que como p, T se mantienen constantes entonces

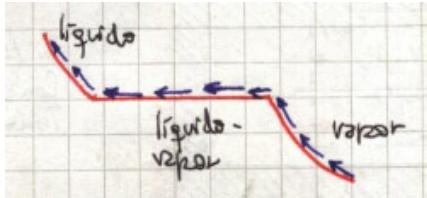


la energía de Gibbs nos dará información porque es la conveniente. La ecuación de Clapeyron,

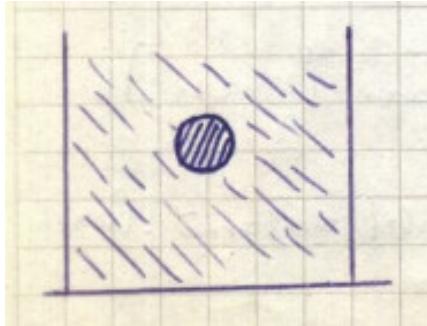
$$\left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_{\Delta g=0} = \frac{\Delta h}{T \Delta v}$$

que da la variación de la presión de vapor en el equilibrio.

En la región de coexistencia, y considerando el proceso de condensación se forman gotas en el seno del vapor



Ahora tendré una gota de líquido en le seno del líquido. La superficie límite entre las fases no es un tabique, es una esfera. Hay trabajo de volumen y de área. El desbalance de fuerzas se debe a la forma de la interfase; surge la tensión superficial



En sistemas pequeños no puedo considerar las interfaces como tabiques sino que tengo que tener en cuenta la tensión superficial.

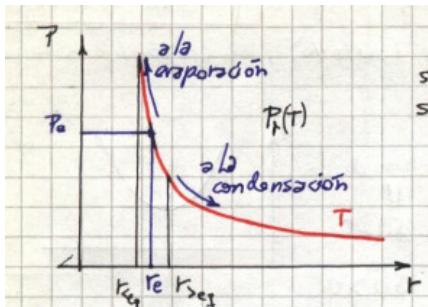
$$U = \frac{4\pi r^3}{3} u_\infty + 4\pi\sigma r^2$$

donde u_∞ es la energía específica del sistema infinito, el segundo término es un término asociado a meter la pared esférica (da el efecto de superficie y es un término que no estaría si no hubiera curvatura). Es decir que los dos términos son: energía de una gota de líquido sin límites y energía de meter una pared que lo contiene.

Como todo ocurre en el equilibrio se tiene $\delta G = 0$, pues G es constante en el equilibrio:

$$g_2 - g_1 = \frac{2\sigma}{\rho r},$$

donde g_i es el Gibbs específico.



Si se forma una gota con $r > r_{eq}$ entonces el sistema se condensa, en cambio si se forma una gota con $r < r_{eq}$ entonces el sistema se evapora. Las primeras gotas se forman por fluctuaciones de la masa.

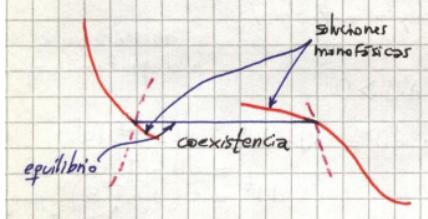
1.4 Gas de Van der Waals

En las isotermas de Van der Waals hay una crítica con T_c, p_c



La curva que sube y baja, una isotermade Van der Waals, es imposible porque se violan los signos de las fuciones respuesta; no es estable mecánicamente.

Al sacar la parte imposible nos queda el siguiente esqueema:



La construcción usada es la llamada “construcción de Maxwell”. Las soluciones monofásicas son muy inestables. No son mínimos. El sistema puede tomar ese camino (no viola condiciones de estabilidad) pero ante cualquier perturbación se regresa al equilibrio.

Esta subsección tiene
cinco gráficos

Van der Waals incorpora la interacción molecular.

$$\left(p + \frac{an^2}{V^2}\right)(V - nb) = nRT$$

donde $a, b(T)$ caracterizan al gas en cuestión.

La función $p = p(V)$ tiene tres extremos para $T < T_c$,

$$\frac{\partial p}{\partial V} = 0$$

En $T = T_c$ es

$$\frac{\partial p}{\partial V}\Big|_{T_c} = 0 \quad \frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\Big|_{T_c} = 0$$

punto de inflexión

$$v_c = 3b \quad p_c = \frac{a}{27b^2} \quad T_c = \frac{8a}{27Rb}$$

y eso lleva a la ley de estados correspondientes

$$\left(\bar{p} + \frac{3}{\bar{v}^2}\right)(3\bar{v} - 1) = 8\bar{T}$$

De Van der Waals al virial

$$p = \frac{nRT}{(V - nb)} - a\left(\frac{n}{V}\right)^2 = \frac{nRT}{V(1 - b/v)} - \frac{a}{v^2}$$

$$p = \frac{RT}{v} \left[1 + \frac{b}{v} - \frac{a}{vRT}\right] = p = \frac{RT}{v} \left[1 + \frac{1}{v} \left(b - \frac{a}{RT}\right)\right]$$

y el último paréntesis es el primer coeficiente del virial.

Un potencial intermolecular está compuesto de una zona repulsiva (carozo duro) y una atractiva (cola)

$$V_{eff} = V - b \quad (\text{menor volumen por el carozo})$$

$$p = \frac{RT}{V - b} - \left(\frac{a}{V}\right)^2 \quad (\text{menor presión por la atractividad})$$

y entonces, por mol de sustancia,

$$\left(p + \frac{a^2}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

donde b corrige el volumen que es ahora menor porque las partículas ocupan espacio (volumen no nulo de las partículas), mientras que a corrige la presión dado que la atracción tiende a formar pares bajando la presión sobre las paredes (no atracción de las partículas en las cercanías de las paredes).

La ecuación no reconoce la existencia de dos fases, la zona de coexistencia. allí se usa una construcción de Maxwell para hallar la corrección.

Las funciones respuesta tienen signo errado dentro de la zona del rulo

$$\frac{\partial p}{\partial V} > 0 \rightarrow \frac{\partial v}{\partial p} > 0 \Rightarrow \kappa_T < 0 \quad (\text{MAL})$$

$$dT = -SdT + VdP + \mu dN$$

dada la isotermia y que N es constante

$$dG = Vdp \rightarrow dg = vdP \quad (\text{molar})$$

G es cóncava en p entonces

$$v = \frac{\partial g}{\partial p} \Big|_{T,N}, \quad \frac{\partial v}{\partial p} = \frac{\partial^2 g}{\partial p^2} \Big|_{T,N} < 0$$

y luego

$$\Delta g = \int_{p_c}^{p_G} vdp = 0$$

entonces

$$\int_C^D + \int_D^E + \int_E^F + \int_F^G = 0$$

y si se invierten puntos para tener un recorrido según las flechas se llega a

$$\int_C^D - \int_E^D = \int_F^E - \int_F^G$$

Las condiciones de estabilidad fijan los signos de las funciones respuesta. No solo la cantidad de soluciones (tres) está errada sino que está incorrecta la curvatura. Se puede reconstruir la curva de Van der Waals mediante análisis numérico manteniendo constante la densidad de la sustancia, pero esto era un caso muy especial.

Áreas inguales determinan entonces los puntos C y G de forma que se corrige Van Der Waals para dar curvaturas correctas. En la región de coexistencia hemos trocado

$$\frac{\partial p}{\partial V} > 0 \quad \text{por} \quad \frac{\partial p}{\partial V} = 0$$

lo cual da $\kappa_T \rightarrow \infty$ en lugar del $\kappa_T < 0$ (que es incorrecto).

Recordemos que

$$-\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p} = \kappa_T > 0$$

1.5 Elementos de probabilidad y estadística

La permutación es un ordenamiento de N objetos tomados de R en R ,

$$P = \frac{N!}{(N-R)!}$$

si los tomamos de N en N , grupos de todos los objetos, se tiene:

$$P = N!$$

Aquí sí importa el orden, o sea que $abc \neq bac$.

La combinación es un ordenamiento donde no importa el orden, entonces $abc = bac$; dos conjuntos son distintos solamente si tienen algún elemento diferente.

$$C_R^N = \frac{N!}{(N-R)!R!}$$

donde el $R!$ en el denominador es para eliminar las permutaciones en el mismo grupo.

Veamos la noción de probabilidad. S es un conjunto de posibles resultados, el espacio muestral, y A es un evento en S , entonces

$$P(A) \equiv \text{Probabilidad}$$

es la cuantificación del nivel de expectación de la ocurrencia de uno de los posibles resultados de un experimento.

Se verifican entonces

$$P(\text{vacío}) = 0 \quad P(S) = 1$$

$$P(A \cap B) \equiv \text{Ambos ocurren} \quad P(A \cup B) \equiv \text{Ocurre alguno}$$

$$P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A \cap B)$$

Si se tiene $A \cap B = 0$ entonces A y B son mutuamente excluyentes. Si los eventos A,B son independientes entonces la ocurrencia de uno no significa nada para la ocurrencia del otro.

$$P(A) + P(B) - P(A \cap B) < P(A) + P(B)$$

y finalmente la probabilidad condicional $P(B|A)$, que es la probabilidad de que ocurra A si ocurrió B,

$$P\left(\frac{B}{A}\right) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)}$$

Cuando hablamos de resultado de un experimento, queremos decir que no tenemos información de cómo se comportará el sistema; es decir que no hay un hamiltoniano.

Entonces tenemos la densidad de probabilidad

$$P_X(x) = \sum_{i=1}^n p_i \delta(x - x_i)$$

donde X es la variable estocástica y x es el valor que puede tomar dicha variable. En el caso de una moneda, esos valores son solamente dos: cara o ceca ¿cómo se escribe *seca*? La distribución de probabilidad será

$$F_X(x) = \int_{-\infty}^x P_X(x') dx'$$

(recordemos que la delta de Dirac integrada da una Heaviside). Luego, $P(x)dx$ es la probabilidad de hallar x dentro de $[x, x + dx]$ mientras que $F(x)$ es la probabilidad de medir $x' \leq x$.

Las funciones de probabilidad cumplirán

- $f(x) \geq 0$
- $\sum_i f(x_i) = 1$

Si conocemos $P_X(x)$ ya tenemos toda la información. En la práctica no conocemos $f(x_i)$, lo que realmente conocemos algunos momentos de la distribución,

$$\langle x^N \rangle = \sum_i x_i^N f(x_i) = \int_{-\infty}^{\infty} x^n P(x) dx$$

La desviación estandar σ_x da el ancho de la distribución, y se tiene $\sigma_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}$. La varianza $\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ da el ancho de la distribución. Hay momentos de subsiguiente orden con oscura interpretación. Si conozco todos los momentos entonces conozco $P_X(x)$.

Mezcla de notaciones aquí.

La función característica es un fourier de la densidad,

$$f_X(x) = \langle e^{ikx} \rangle = \int dx e^{ikx} P(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(ix)^n}{n!} \langle x^n \rangle$$

y puede usarse para obtener los momentos asociados a la distribución. Derivándola obtendré

$$\frac{\partial^n f(x)}{\partial k^n} = (-i)^n \langle x^n \rangle$$

Esto se extiende a más de una variable como

- $F_{X_1, X_2, \dots, X_N}(x_1, x_2, \dots, x_N)$ que es la probabilidad de que cada una de las $X_i \leq x_i$ (o que esté dentro?)
- $P_{X_1, X_2, \dots, X_N}(x_1, x_2, \dots, x_N) dx_1 dx_2 \dots dx_N$

Considerando dos variables estocásticas X, Y tales que $X(S) = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ y $Y(S) = (y_1, y_2, \dots)$ se tendrá:

1. $f(x, y) \geq 0$
2. $\int \int f(x, y) dx dy = 1$
3. $f_x(x) = \int f(x, y) dy$ (reducción)

O bien que los momentos

$$\langle x^m y^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dx dy x^m y^n P_{X,Y}(x, y)$$

y la covarianza

$$\text{Cov}(x, y) = \langle (x - \langle x \rangle)(y - \langle y \rangle) \rangle$$

donde la correlación es

$$\text{Corr} \equiv \frac{\text{Cov}}{\sigma_x \sigma_y}.$$

La expresión para la covarianza define la manera en que ambos están relacionados punto a punto. Si son siempre mayores que cero ambos, será la covarianza positiva también y dice que se comportan parecido. La correlación nula implica que no están correlacionados para nada sus valores mientras que un valor -1 implica una anticorrelación.

Una variable estocástica es el resultado de un experimento

$$\text{Cov}(X, Y) = \langle XY \rangle - \langle X \rangle \langle Y \rangle$$

EJEMPLO 5.1 Minimal

Considerando $x, y = x^2$ se ve que

$$\text{Cov}(x, y) = \langle x^3 \rangle - \langle x \rangle \langle x^2 \rangle$$

y esto es nulo si $P(x) = P(-x)$.

1.5.1 Distribución binomial

Las realizaciones son equivalentes a experimentos. N pruebas independientes, cada una de las cuales puede tener dos resultados $+1, -1$ con probabilidad $1/2$ para cada uno (con monedas serán cara y seca)¹

$$p + q = 1$$

siendo p de cara y q de seca. Es para sucesos binarios.

Con N experimentos será $N = n + m$ donde n y m equivalen a 1 y -1 respectivamente. Quiero ver cómo es la distribución en una caminata (al azar, o de borracho) de N pasos

$$P_N(n) = \frac{N!}{n!m!} p^n q^m,$$

que es la probabilidad de hacer N pruebas y tener n que salieron bien, donde $m = N - n$.

La binomial está normalizada de por sí.

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^N n P_N(n) \quad \sum_{n=0}^N P_N(n) = (p+q)^N = 1$$

Veamos un momento de la distribución:

$$\langle n \rangle = pN \quad \langle n^2 \rangle = (pN)^2 + Npq$$

La desviación estandar es

$$\sigma_N = \sqrt{\frac{q}{p} \frac{1}{N}}, \quad \sigma_N = \sqrt{\text{var.}}$$

Sea un gas que llena un contenedor; partículas en una dada celda (ocupada o vacía) [esto es para binomial o Poisson?]

1.5.2 Distribución de Poisson

Es para muchos eventos con probabilidad muy pequeña.

$$P(n) = \frac{a^n e^{-a}}{n!},$$

donde si $N \rightarrow \infty$ y $p \rightarrow 0$ se da $pN \rightarrow a$.

Para un gas ideal en un contenedor grande se tiene una forma tipo Poisson.

¹Una moneda cargada no tendrá probabilidad $1/2$, se pierde la simetría allí.

1.5.3 Distribución normal

Consideraremos N grande, pN grande de modo que puedo aproximar

$$n! \sim \sqrt{2\pi n} \left(\frac{n}{e}\right)^n$$

que es llamada la aproximación de Stirling. El máximo de la función es proporcional al máximo del logaritmo de la función. Tiene un máximo en $n = \langle N \rangle = N_p$.

Desarrollaré en torno al máximo.

Nos lleva a la función normal de Gauss, que tiene solo dos momentos (están en su expresión). Vale cada vez que $Np q \gg 1$.

1.5.4 Caminata al azar

Se considera un paso de tamaño fijo, caso simétrico. Entonces es $p = q = 1/2$ de manera que $q = 1 - p$ y donde n_1 son pasos asociados a p y n_2 son pasos asociados a q .

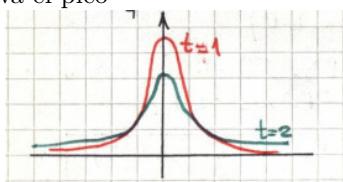
Como N es grande, entonces puedo usar la distribución normal y entonces $-N \leq m \leq N$. Luego, $\langle m \rangle = 0$ por simetría (p y q son intercambiables)

$$P_N(m) = \left(\frac{2}{\pi N}\right)^{1/2} e^{-m^2/(2N)}$$

Ahora tengamos en cuenta la longitud de los pasos, $x = m\ell$ con $\Delta x \gg \ell$ de modo que la anterior pasa a ser

$$P_N(m) = \left(\frac{1}{2\pi N\ell^2}\right)^{1/2} e^{-1/(2N)(x/\ell)^2}$$

A medida que pasa el tiempo, por la difusión, se *achancha* pero conserva el pico



y

$$P_N(x, t)\Delta x = \left(\frac{1}{2\pi^{1/2}}\right) e^{-x^2/4}$$

Esto no es una dinámica, es una descripción probabilística (estocástica). Comenzamos con binomial y pasamos una normal con $Npq \gg 1$.

1.5.5 Teorema central del límite

Dada una variable aleatoria X con densidad de probabilidad $f_x(X)$; si Y es tal que

$$Y_N = \frac{X_1 + X_2 + \dots}{N}$$

$$f_y(Y_N - \langle X \rangle) = \sqrt{\frac{N}{2\pi\sigma^2}} e^{-N\left(\frac{(Y_N - \langle X \rangle)^2}{2\sigma^2}\right)}$$

es una distribución normal si $\sigma < \infty$.

En general lo que se mide es una superposición, por ello es tan frecuente la normal.

1.6 Markov. Una introducción

Consideramos una variable estocástica Y y entonces $P(Y_1, t)$ es la densidad de probabilidad de que la variable estocástica Y valga Y_1 a tiempo t .

Por otra parte, $P_2(Y_1; t_1; Y_2; t_2)$ densidad conjunta de que Y tome Y_1 a t_2 e Y_2 a t_2 quiero ver alguna correlación temporal en el tiempo de que se tomen valores Y_1, Y_2 (se tiene $P_n \geq 0$).

La reducción mediante integración es promediar en la variable que consideremos irrelevante.

La historia del proceso será importante; $Y_1, t_1 \rightarrow Y_2, t_2 \rightarrow Y_3, t_3$ interesa el camino por el cual se llega al punto final (o sea, hay efectos de memoria)

$$P_1(y_1, t_1)P_{11}(y_1, t_1 | y_2, t_2) = P_2(y_1, t_1; y_2, t_2)$$

donde P_{11} es la probabilidad de estar en y_2 a t_2 habiendo estado en y_1 a t_1 . Relación entre probabilidades.

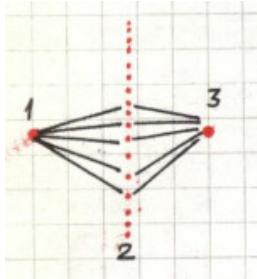
Una simplificación es el *proceso de Markov* el paso final solo depende del paso inmediato anterior. Este proceso quedará definido como

- $P_1(y_1, t_1)$
- $P_{12}(y_1, t_1 | y_2, t_2)$ (decía P_{11} pero creo que es así como pongo)

Markov se caracteriza por procesos de memoria corta; solo importa dónde estaba un paso antes. El segundo ítem anterior sería la probabilidad condicional de estar en y_2 si a tiempo t_1 estaba en y_1 .

Ecuación de Chapman-Kolmogorov. Hay que sumar todos los posibles caminos entre $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$, entonces un proceso

$$P_{k_1}(y_1, t_1; y_2, t_2; \dots; y_{n-1}, t_{n-1} | y_n, t_n) \rightarrow P_{11}(y_{n-1}, t_{n-1} | y_n, t_n)$$



Esto es la probabilidad de estas en y_n, t_n habiendo estado en $y_1, t_1; y_2, t_2; \dots; y_{n-1}, t_{n-1}$ lo que lleva a la probabilidad de transición P_{11} .

Sean algunos casos:

La idea es que tomo una pelota al azar de un contenedor y la metemos en el otro. Parto del estado con una pelota en A y tres en B. Tengo una matriz de estados

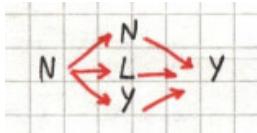
$$\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1/4 & 0 & 3/4 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 1 & 3/4 & 0 & 1/4 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = Q$$

que es la matriz de probabilidades de transición. Las filas señalan estados iniciales y las columnas estados finales.

Sean los días de la semana que serán: “lindos” (L), “nublados” (N) o “lluviosos” (Y). Un día L será N o Y con probabilidad un medio; los N serán N con probabilidad 1/2 y L y Y con idéntica probabilidad 1/4 (en total la probabilidad está normalizada). Para los días Y será con probabilidad 1/2 Y y con idéntica probabilidad 1/4 L y N. Así construimos

$$Q = \begin{pmatrix} 1/2 & 1/4 & 1/4 \\ 1/2 & 0 & 1/2 \\ 1/4 & 1/4 & 1/2 \end{pmatrix}$$

donde las filas y columnas se asocian con N,L,Y en ese orden.



Si me interesa ver cómo estará pasado mañana, dos pasos, entonces

$$P_{NY} = P_{NN}P_{NY} + P_{NL}P_{LY} + P_{NY}P_{YY}$$

es una contracción, una *chain rule*,

$$P_{13} = P_{11}P_{13} + P_{12}P_{23} + P_{13}P_{23}$$

en general

$$Q_{ij}^{(2)} = \sum_{k=1}^r p_{ik}p_{kj}$$

Si Q es la matriz de transición y $(Q^n)_{ij}$ la probabilidad de hallarse en j habiendo partido de i luego de n transiciones. La joda es que Q^n se estabiliza; es deci que $Q^1, Q^2, Q^3, \dots, Q^n$ tiende a un valor; o dicho de otro modo que a partir de un cierto número de pasos se hace independiente de la historia pasada; el sistema es independiente del punto inicial. Son las llamadas *cadenas de Markov regulares*.

A tiempos muy grandes es independiente del punto de partida; i.e. no tienen memoria.

Consideremos un vector inicial

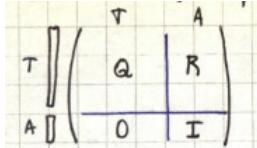
$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_N \\ \mu_L \\ \mu_Y \end{pmatrix}$$

donde en el ejemplo del día nublado inicial sería $\mu = (1, 0, 0)$. La evolución de la probabilidad inicial es

$$\mu^s = \mu Q^s \quad (6.1)$$

si es absorbente si $p_{ii} = 1$. Una cadena de Markov es absorbente si tiene algún estado absorbente y si puedo caer en él desde cualquier otro estado.

La forma general de Q para cadenas absorbentes es como se ve



Cadena de Markov ergódica es aquella en la cual se puede acceder a cualquier s_j desde cualquier s_i . Ergódico entonces no es absorbente. Si Q es regular, entonces existe m tal que $(Q^m)_{ij} > 0$, donde m será muy grande. Toda matriz regular es ergódica pero no vale la vuelta. La evolución la da la ecuación (6.1)

EJEMPLO 6.1 Problema 11

Trabajo con N constante (masa constante),

$$f = K(T) x$$

es una ecuación de estado (vincula variables intensivas con extensivas); en este caso f es intensiva y x es extensiva, que son p y V .

Tenemos, la energía libre de Helmholtz (transformada de Legendre de la U)

$$A = U - ST$$

$$dA = -SdT + f dX$$

a T fijo entonces $dA = f dX$ entonces integrando

$$\int dA = \int f dx = K(T) \frac{x^2}{2}$$

y tenemos,

$$A(x, T) = K(T) \frac{x^2}{2} + A(0, T)$$

una reminiscencia de la ley de Hooke.

Para la entropía es

$$S = -\left. \frac{\partial A}{\partial T} \right|_{N,x} = -\frac{dK(T)}{dT} \frac{x^2}{2} + \frac{dA(0, T)}{dT}$$

donde son $A \sim x^2$ y $S \sim -x^2$ y el último término es $S(0, T)$. Entonces,

$$U = A + ST = U(0, T) + \frac{1}{2} \left(K(T) - T \frac{dK(T)}{dT} \right) x^2$$

En un proceso isotérmico es $\Delta A = K(T)x^2/2$ asociado con la máxima energía que puedo almacenar. En un proceso adiabático es $\Delta S = 0 = dK(T)/dT$ de modo que $\Delta U = 1/2Kx^2$. Con este material encaramos el problema siguiente.

EJEMPLO 6.2 Problema 12

Consideramos

$$\frac{A}{M} = \frac{1}{2} K x^2$$

donde las unidades de x son de ℓ/masa y representa un resorte sano. El resorte se “ablanda” tiene un k efectivo más pequeño. Un resorte roto

$$\frac{A}{M} = \frac{1}{2} h(x - x_0)^2 + k_2, \quad k > h$$

Entonces $f(x, T)$ es tal que

$$dA = -sdT + f dx + \mu dM,$$

con $F = f/M$ y donde

$$f = \left. \frac{\partial A}{\partial x} \right|_{T,M} \quad \begin{cases} KMx & \text{sano} \\ hM(x - x_0) & \text{roto} \end{cases}$$

El potencial químico estará relacionado con meter mayor masa al resorte. Será

$$\mu = \left. \frac{\partial A}{\partial M} \right|_{T,\ell} = \begin{cases} -K \frac{x^2}{2} & \text{sano} \\ -\frac{h}{2} M(x^2 - x_0^2) + k & \text{roto} \end{cases}$$

y luego habría que verificar que $\mu = A/M - Fx$. Para determinar la rotura (cambio del régimen *sano* a *roto*). Para sistemas de un componente sabemos que

$$\mu = \frac{G}{M}, \quad G = U - TS + pV, \quad U(S, V, N) = ST - VP + \mu N$$

de lo cual se deduce que $G = \mu N$ (sistema de un componente). Luego,

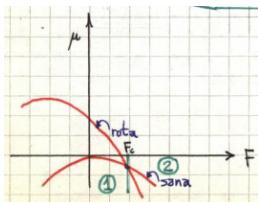
$$\mu_S = -\frac{Kx^2}{2} = -\frac{F^2}{2K}$$

$$\mu_R = -\frac{h}{2}(x^2 - x_0^2) + k = -\frac{1}{2}[(F + hx_0)^2 - hx_0 - 2k]$$

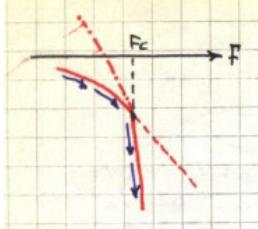
puesto que $F = h(x - x_0)$. La moraleja es tener a los potenciales termodinámicos en las variables apropiadas: las energías libres dan los extremos correctos con las variables que requieren la minimización. Así, por ejemplo,

$$G = G(T, P, N) \rightarrow \Delta G(T, P, N) = 0 \text{ en el equilibrio}$$

NO copié el signo!



Tengo un sistema de dos fases, sana y rota. Aquí es $G = G(T, F, N)$. El sistema elige la fase sana o rota de acuerdo a cómo es mínima a una fuerza dada. En la zona 1 elige fase sana y G es la mínima, mientras que en la zona 2 elige la fase rota y G es la mínima. Existe una F_c crítica en la cual está la transición de fase. Hay una discontinuidad de la derivada, la función tiene un punto *picoso*. Es una transición de primer orden; la función G no es de clase C^1 .



Se tiene $d\mu = -sdT - x dF$ con

$$\left. \frac{\partial \mu}{\partial F} \right|_T = -x \quad \left. \frac{\partial \mu}{\partial T} \right|_F =$$

la transición está forzada por la función F , de modo que el salto lo tendrá en la variable asociada puesto que la primera derivada vincula una variable con su asociada.

Si el empalme es suave entonces no hay cambio cualitativo. Estamos hablando de transiciones de orden mayor a uno. Se tendrá que la derivada es continua.

EJEMPLO 6.3 Problema 1. Tema probabilidad y estadística

Tenemos cinco personas,

5 4 3 2 1

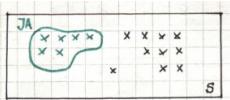
donde cada número refleja cuántos pueden acomodarse en cada “slot”. Si dos quieren sacarse juntos entonces $4!2$ donde el 2 refleja la permutación. Si se ubican al azar, la probabilidad de dos de estar pegados serán

$$P = \frac{24!}{5!} = \frac{2}{5}$$

donde esto supone que hay equiprobabilidad; todos los sucesos son igualmente posibles y no hay restricciones o vínculos.

$$P(JA) = \frac{\#JA}{N} \quad \text{con } N \rightarrow \infty$$

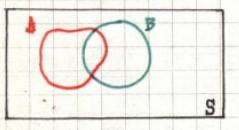
El espacio muestral es el que contiene todos los resultados posibles ($5! = 120$ puntos)



de modo que con $\#S = 120$, $\#JA = 24! = 48$ y si asumo equiprobabilidad vale que

$$P(JA) = \frac{\#JA}{S}.$$

Si no hay equiprobabilidad hay casos que nunca ocurrirán y habría que descartarlos. Son dos enfoques; equiprobabilidad o empírico más vínculos



En este caso tenemos $P(S) = 1$ lo que significa que cualquier evento pertenece a S . Luego, $P() = 0$ la probabilidad de obtener nada es nula.

$$P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A \cap B)$$

donde el último término saca porque sino estabíamos sumando dos veces. Con $A \cup B$ pertenece a A o pertenece a B . Si A, B son excluyentes si $A \cup B = 0$ de modo que $P(A \cup B) = 0$. Si tengo A_1, A_2, \dots, A_N excluyentes, entonces

$$\sum_{i=1}^N P(A_i) = 1$$

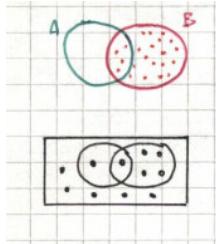
y entonces $\{A_i\}$ es una partición del espacio muestral (se cubre todo el espacio muestral).

$$P(A \cap B) = P(A)P(B)$$

sí y sólo si A, B son independientes.

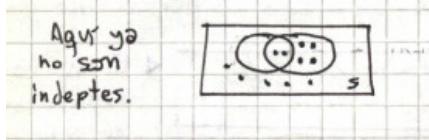
$$P(B|A) = P(A \cap B)/P(B)$$

es la probabilidad de que ocurra A sabiendo que ocurrió B .



Si sé que ocurrió el suceso B estoy en los puntos colorados, luego ocurrirá A si tendría alguno de los que están en $A \cap B$.

En este caso se tienen $P(A) = 1/5$ y $P(B) = 1/2$. Luego $P(A \cap B) = 1/10$ y $P(B|A) = P(A \cap B)/P(B) = P(A)$ porque A y B son independientes.



Aquí ya no son independientes. Tenemos $M A_1 N_1 Z A_2 N_2 A_3$ que son $7!$ con A, N distinguibles, pero en realidad N, A son intercambiables. Para extraer $N_1 N_2$ pongo que aparezca

$$N_1 N_2 \sim N_2 N_1$$

con $7!/2!$ y luego $7!/(2!3!)$ (le saco las dos A repetidas). Para $A_1 A_2 A_3$ son cinco combinaciones posibles.

Con dados podemos enumerar

$$\begin{array}{cccccc} 6 & 6 & 6 \\ \hline 1 & 1 & 1 & 5 & 5 & 5 \end{array} \quad \begin{array}{ccccc} \overline{5} & \overline{5} & \overline{5} & \overline{5} & \overline{5} \\ \hline \overline{10} & \overline{9} & \overline{8} \end{array}$$

y si ubico tres “seis” se tiene

$$\#A = \frac{5^7 1098}{321} = 5^7 C_7^{10} = 5^7 \frac{10!}{7! 3!}$$

Si $\#S = 6^{10}$ entonces

$$P(A) = \frac{5^7 C_7^{10}}{6^{10}}$$

asumiendo equiprobabilidad. Otro modo es hacer

$$\left(\frac{1}{6}\right) \left(\frac{1}{6}\right) \left(\frac{1}{6}\right) \left(\frac{5}{6}\right)^7 = \frac{5^7}{6^{10}}$$

y le tengo que restar la degeneración.

Para cuatro jugadores y 15 manos se tienen

$$\left(\frac{1}{4}\right) \left(\frac{1}{39}\right) \left(\frac{1}{38}\right)$$

y quiero ver cuanteas configuraciones tienen \dagger para un jugador. Será

$$P(A) = \frac{3938/2}{403938/3} = \frac{C_{37}^{39}}{C_{40}^{37}}$$

y además por la normalización es $P(A) + P(\bar{A}) = 1$ donde \bar{A} es el complemento de A (asociada a la probabilidad de que no se dé A). Entonces

$$P(\bar{A}) = \frac{C_{40}^{37} - C_{37}^{39}}{C_{40}^{37}}$$

y como cada mano es independiente

$$P(A) = \left(\frac{C_{40}^{37} - C_{37}^{39}}{C_{40}^{37}} \right)^{15}$$

que es la probabilidad de todas las manos.

Capítulo 2

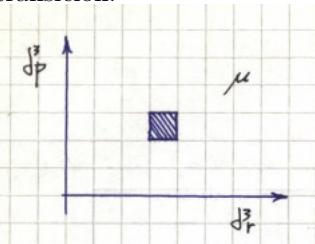
Conjuntos estadísticos

2.1 Mecánica estadística. Boltzmann y teoría cinética

Estaremos pensando en un hamiltoniano para muchas partículas (dinámica real)

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i < j} v_{ij}(|v_i - v_j|) + \sum_i U_i$$

Sistema diluido. Las colisiones a un tiempo fijo son entre dos partículas; no entre más. También lo garantiza esto la forma del potencial que se esfuma rápidamente a gran distancia. Los procesos colisionales se definirán en base a σ , la sección eficaz, que no es otra cosa que una probabilidad de transición.



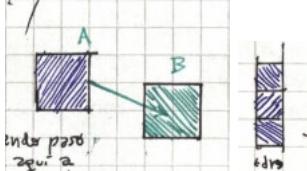
Con normalización

$$N = \int \int f(r, p, t) d^3r d^3p$$

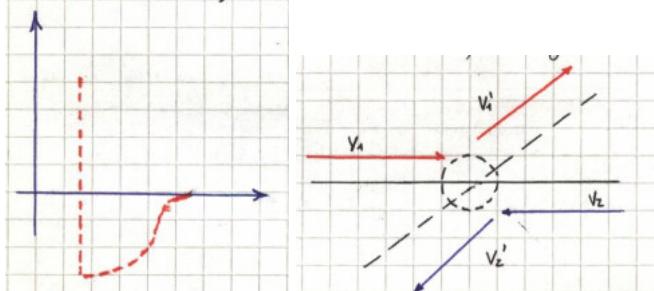
donde se integra en el espacio de fases. El gas ideal es la aproximación más baja; el $\sigma = 0$ porque no colisiona. Consideremos un flujo libre

$$(r, p) \rightarrow (r + v\delta t, p + F\delta t)$$

En ausencia de colisiones, f se conserva. Pero si hay colisiones tiene que variar



En cada celda pueden convivir diferencias de momentos muy grandes entre partículas. En el primer pic cuando pasa de aquí a aquí si alguna partícula chocca, se modifica el p de modo que no llega a B. Posiciones cercanas y momentos (?) diferentes darán colisiones. En el segundo pic, estas colisionan: mismo espacio de configuración pero momento desigual



Tenemos colisiones directas (asociadas a las que despeblan la celda) y colisiones inversas (asociadas a las que pueblan la celda). La pérdida o ganancia se refiere a un salto en p . Finalmente, se tiene la ecuación de Boltzmann

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}} = \int \int (f' f'_1 - f f_1) V \sigma(V) d^2 v_1 d\Omega.$$

suelto

El equilibrio corresponde a

$$f_0(p_1) f_1(p_2) = f_0(p'_1) f_1(p'_2)$$

que proviene de pedir $df/dt = 0$. Considero, antes y después de la colisión, que estoy fuera del rango de interacción. La distribución de Maxwell-Boltzmann (solución de equilibrio de la ecuación de Boltzmann).

2.1.1 Teoría cinética

La ecuación de transporte de Boltzmann

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla_x + \mathbf{F} \nabla_p \right) f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}}$$

que vale para una situación estacionaria, donde no hay fuerzas externas $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \rightarrow f(\mathbf{p})$ (que satisface el miembro derecho nulo de la anterior) y es homogéneo (?). Esta es la ecuación para la función de distribución. Esto conduce a

$$f_0(\mathbf{p}) = \frac{n}{(2\pi mkT)^{3/2}} e^{-(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2/(2mkT)},$$

que es la distribución de Maxwell-Boltzmann y en función de la velocidad,

$$f_0(\mathbf{v}) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-m(\mathbf{v}-\mathbf{v}_0)^2/(2kT)},$$

Pero los ejercicios en general tienden campos externos. Los resuelvo con una perturbación

$$f = f_0 + f_1$$

donde f_0 es MB y la otra es algo. Se requiere entonces la función de distribución de la perturbación, que se hará considerando que $f_1 \ll f_0$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla_x + \mathbf{F} \nabla_p \right) (f_0 + f_1) = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}} \approx -\frac{f_1}{\tau}$$

donde τ es un tiempo característico medio entre colisiones. Además se usará la hipótesis de equilibrio local la aforma de la distribución es siempre la de Boltzmann en todo punto pero cambiando de punto a apunto $n, T, \langle \mathbf{v} \rangle$ que son funciones de \mathbf{x} y, eventualmente, del tiempo.

Sin embargo, pensaremos que estas variaciones serán suaves y relacionadas en el tiempo con el τ . Las variaciones de f_1 serán muy pequeñas. A igual orden, podemos pensar que

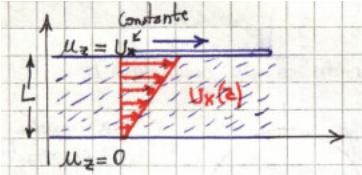
$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla_x + \mathbf{F} \nabla_p \right) f_0 \approx -\frac{f_1}{\tau}$$

con

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}} = 0$$

EJEMPLO 1.1 Problema 5

Tenemos la situación ilustrada en la figura debajo



donde se tiene

$$u_x(z) = \frac{u_x}{L} z$$

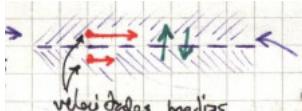
con \$\langle v_x \rangle = u_x(z)\$.

A un plano dado la parte inferior retrasa a la parte de arriba. Para mantener el perfil hay que meter energía que se va en el rozamiento. La fuerza experimental por el fluido superior en la unidad de tiempo

$$f_{\text{fricción}} = -\mu \frac{\partial u_x}{\partial z}$$

donde \$\mu\$ es la constante de viscosidad.

Hay intercambio de partículas es a ritmo constante por el supuesto flujo laminar



lo que no está balanceado es el flujo de momentos; eso es lo que genera el frenado. La cantidad transportada es \$m(v_x - u_x)\$ donde la primera es la velocidad de las partículas, y el flujo efectivo será \$n(v_z - u_z)\$

$$f_{\text{fricción}} = mn(v_x - u_x)(v_z - u_z)$$

donde \$u_x, u_z\$ son velocidades medias. Entonces

$$P_{zx} = mn \langle (v_x - u_x)v_z \rangle$$

donde \$\langle u_z \rangle = 0\$ pues no hay flujo neto en la dirección \$\hat{z}\$. Es el flujo en \$\hat{z}\$ de vector \$\mathbf{p}\$ en \$\hat{x}\$.

$$\mathbf{f} = f_0(v_x - u_x(z), v_y, mv_z) + \mathbf{f}_1$$

y pensando en el estacionario y sin fuerzas externas

$$\frac{\mathbf{p}}{m} \nabla_x f = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{coll}}$$

$$v_z \frac{\partial f_0}{\partial z} = -\frac{f_1}{\tau} = -v_z \frac{\partial f_0}{\partial U_x}(U_x, U_y, U_z) \frac{\partial U_x}{\partial z}$$

con \$U_x = v_x - u_x(z)\$ y \$u_j = v_j\$ para \$j = y, z\$. De manera que ahora es

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_0 + \tau v_z \frac{\partial f_0}{\partial U_x} \frac{\partial U_x}{\partial z}$$

y debo estimar

$$P_{zx} = mn \langle U_z U_z \rangle_{f_0 + f_1}$$

pero \$\langle U_x U_z \rangle_{f_0} = 0\$ por la simetría de la distribución de MB.

$$P_{zx} = nm\tau \int d^3 U U_z^2 U_x \frac{\partial f_0}{\partial U_x} \frac{\partial U_x}{\partial z} = -n\tau m^2 \beta \frac{\partial U_x}{\partial z} \langle U_z^2 U_x^2 \rangle_{f_0}$$

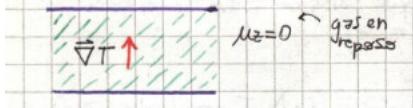
$$\langle v_z^2 \rangle_{f_0} = \frac{kT}{m} = \frac{1}{\beta m} \quad P_{zx} = -n\tau m^2 \beta \frac{\partial U_x}{\partial z} \frac{1}{\beta^2 m^2}$$

$$P_{zx} = -\frac{n\tau}{\beta} \frac{\partial U_x}{\partial z}$$

donde el factor que está pegado a la derivada es la viscosidad η de manera que

$$\eta = n\tau kT.$$

La otra parte pide calcular una conductividad



y quiero ver el flujo de calor (flujo de energía cinética)

$$\bar{Q} = n \frac{m}{2} \langle \mathbf{v} \mathbf{v}^2 \rangle$$

forzamos la existencia de un gradiente de temperatura y llegamos a la misma ecuación

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla_x + \mathbf{F} \nabla_p \right) f_0 = -\frac{f_1}{\tau}$$

y con

$$f_1 = -\tau v_x \frac{\partial f_0}{\partial z}$$

es

$$f_0 = n(z) \left(\frac{m\beta(z)}{2\pi} \right)^{3/2} e^{-\beta(z)/2m(\mathbf{v} - \langle \mathbf{v} \rangle)^2}$$

donde la velocidad media es nula por estar en reposo.

Usando regla de la cadena,

$$f_1 = -\frac{\tau}{n} \frac{dn}{dz} f_0 v_z - \tau v_z \frac{\partial f_0}{\partial \beta} \frac{\partial \beta}{\partial z}$$

y queremos ver si las derivadas $\partial n / \partial z$ y $\partial \beta / \partial z$ están relacionadas. Como estoy en equilibrio y no hay movimiento neto,

$$\langle v_z \rangle_{f_0+f_1} = 0 \rightarrow \langle v_z \rangle_{f_1} = 0$$

y $\int f_1 v_z d^3 v = 0$ donde se puede amasar para llegar a

$$\frac{dn}{dz} = -k\beta h \frac{dT}{dz},$$

luego

$$f_1 = \frac{\tau}{T} \frac{dT}{dz} \left[f_0 + \frac{1}{kT} \frac{\partial f_0}{\partial \beta} \right] v_z$$

y

$$Q_z = \frac{1}{2} nm (\langle v_x^2 v_z \rangle + \langle v_y^2 v_z \rangle + \langle v_z^3 \rangle)$$

$$Q_z = \frac{\tau}{T} \frac{dT}{dz} \frac{nm}{2} \left(1 + \frac{1}{kT} \frac{\partial}{\partial \beta} \right) \int d^3 v (v_x^2 v_z^2 + v_y^2 v_z^2 + v_z^4) f_0$$

donde la integral debería dar $5/m^2(kT)^2$, entonces

$$Q_z = -\frac{5}{2} \tau n k^2 T \frac{dT}{dz} \equiv \kappa \frac{dT}{dz}$$

y podemos considerar el cociente

$$\frac{\kappa}{\eta} = \frac{5/2\tau n T k^2}{n \tau \kappa T} = \frac{5}{2} k$$

La aproximación consiste en poner $f = f_0 + f_1$ y

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{col}} \sim -\frac{f_1}{\tau}$$

que es la aproximación de tiempo de relajación.

EJEMPLO 1.2 Problema 6

Estimar densidad de corriente. Los electrones no sienten el campo de los iones.
Planteamos la ecuación

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla_x f_0 + \frac{\mathbf{F}}{m} \nabla_p f_0 = -\frac{f_1}{\tau}$$

con $\mathbf{E} = E \hat{z}$ y $\mathbf{F} = -eE \hat{z}$ de manera que $f_1 = -eE 2\beta v_z f_0$ y el flujo que interesará calcular será $J_z = -ne \langle v_z \rangle$.

Puede ser que no haga falta ir a τ si puedo tener algo que rompe la simetría de traslación; entonces meto $f_0(\mathbf{x}, \mathbf{p})$.

2.1.2 Ensamble gibbsiano

Dada una condición macroscópica (U, V, N) puedo construirme todos los estados compatibles con esa condición. Tendré una densidad de estos estados en Γ . Paredes reflectantes al 100% implican conservación de la energía

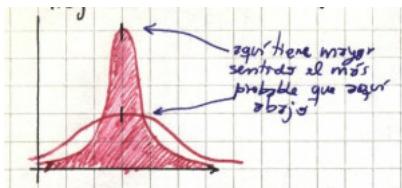
Desde $\Gamma \rightarrow \mu$ (espacio de celdas discreto; un grano grueso)

$$\sum_i n_i = N$$

de manera que un punto en Γ va a una f en μ , y f en μ va a un volumen en Γ (muchos puntos en Γ). De manera que la f con mayor volumen será la más probable.

Considero partículas distinguibles, y así se llega a

$$f_i \propto C e^{-\beta \epsilon_i}$$



Queremos encontrar el extremo de $\Omega(n)$. Con $N \rightarrow \infty$ en Boltzmann la distribución MB es la dominante (independientemente del hamiltoniano). La σ es nula.

Lo que cuenta es el ancho de la campana (figura).

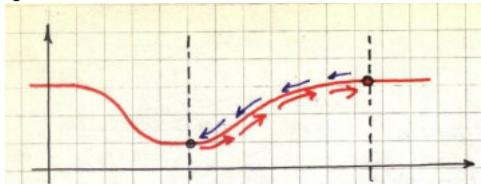
2.2 Teorema H

Si H es constante en el tiempo entonces f será constante. Se considera $H \equiv \int d^3v f \log(f)$

$$\frac{dH}{dt} \leq 0,$$

y esto define una flecha del tiempo. Entonces como H es siempre no positiva, H será acotada y entonces se llega al mínimo y se queda ahí. Pero esto es incompatible con el teorema de Poincaré, por ejemplo. Luego se vio que en realidad H fluctúa.

Las ecuaciones de la mecánica (sistemas aislados no disipativos) son invertibles temporalmente. El teorema H de Boltzmann parece ser violado si miramos en una escala de tiempo que no nos muestra la *picture completa*.



Por el camino azul parece violar el tema de minimizar H en el avance temporal.

2.3 Ensamble

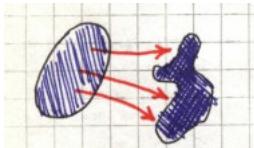
Un ensamble es un conjunto de puntos en el espacio Γ . Consideramos una condición de un sistema con U, V, N entonces tendrá ciertos valores de p, q (que evolucionan en el tiempo como el hamiltoniano predice). Dará una cierta $\rho(p, t)$. Tenemos el teorema de Liouville

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i \left[\frac{\partial \rho}{\partial p_i} \dot{p}_i + \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \dot{q}_i \right] = 0$$

y entonces la condición

$$\frac{d\rho}{dt} = 0,$$

nos habla de un *fluido* incompresible. Entonces, la densidad de puntos en el espacio Γ no varía. Los volúmenes se conservan; es una consecuencia de los volúmenes aislados. No se crean ni aniquilan puntos.



Según ilustra la picture se conserva el número de puntos en la transformación.

La jerarquía BBGKY son unas ecuaciones acopladas que dan la evolución de las funciones de distribución en función de las otras.

El ensamble microcanónico corresponde a U, V, N fijos con paredes perfectamente reflectantes. La condición sobre U es que hay un mapeo de Γ a μ que define un número de ocupación, pero en esa transformación se pierde información microscópica; se pierde datos porque de un punto en Γ paso a unas celdas en μ .

Quiero exrtremar el número de ocupación y, con aproximación de Stirling mediante, se llega a

$$\tilde{f} = C e^{-\beta \epsilon},$$

una distribución normal para la distribución más probable. Una distribución *chancha* no nos da mucha información mientras que una *picuda*, en cambio, sí.

La cantidad

$$\rho(\{\vec{q}_i, \vec{p}_i\}, t) d^{3N} q d^{3N} p$$

es el número de microestados en el elemento $d^{3N} q d^{3N} p$ al tiempo t centrado en q, p . Si los microestados son equiprobables $\rho \equiv cte..$ El conjunto $\{\vec{q}_i, \vec{p}_i\}$ son $6N$ coordenadas.

$$\Omega = \int p d^{3N} q d^{3N} p$$

XXX Dibujos XXXX

el volumen en Γ es proporcional al número de microestados compatibles con E, N , el volumen Γ del macroestado es $\Omega\{n_i\}$

$n_i = f_i d^3 q d^3 p$ es el número de partículas en una celda i (con su \vec{p} en $\vec{p} + d\vec{p}$ y con su \vec{q} en $\vec{q} + d\vec{q}$)

Un microestados determina una distribución f que da un conjunto $\{n_i\}$. Pero una f determina muchos microestados porque la función de distribución no distingue entre partículas (importan los números de ocupación); entonces una f determina un volumen en Γ .

Suponemos que todos los microestados en Γ son igualmente probables. La f que determina el mayor volumen en Γ es la más probable. Suponemos

La integral Ω es imposible porque es difícil determinar el volumen de integración.

Cada microestado tiene su f .

que en el equilibrio el sistema toma la f más probable. Si f_i es el valor de f en cada celda i

$$f_i = \frac{n_i}{d^3 p d^3 q} \quad \text{promediada en el ensamble} \quad \bar{f}_i = \frac{\langle n_i \rangle}{d^3 p d^3 q} \quad \text{en el equilibrio}$$

\bar{f}_i es la distribución para un miembro en el ensamble.

Esta \bar{f}_i es la de equilibrio, pero la cuenta no es fácil. Asumiremos que la f de equilibrio es la más probable (la de mayor volumen en Γ); entonces maximizaremos dicho volumen para hallarla.

Un microestado determina una f ; diferentes microestados pueden determinar otras f pero muchos coincidirán en una misma f .

La f en el equilibrio es la que tiene mayor cantidad de microestados (la más probable) pero

$$\bar{f}_i = \frac{\langle n_i \rangle}{d^3 p d^3 q}$$

es el promedio en el ensamble y no será exactamente igual a la f_i del mayor volumen, salvo que el volumen de f sea mucho mayor al ocupado por f' , f'' , etc.

Dado el volumen $\Omega\{n_i\}$ extremaremos el mismo sujeto a las condiciones

$$E = \sum_i^K n_i e_i \quad N = \sum_i^K n_i$$

y llegamos a la f de equilibrio que es f_{MB} .

El volumen Ω se escribe en función de los números de ocupación

$$\Omega(\{n_i\}) = \frac{N!}{\prod_i^K n_i!} \prod_i^K g_i^{n_i} \quad (i = 1, 2, \dots, K \quad \text{identifica celdas en } \mu)$$

$$\Omega(\{n_i\}) = N! \prod_i^K \frac{g_i^{n_i}}{n_i!}$$

donde g_i son los subniveles en que podríamos dividir la celda K ; es por matemática conveniencia y para abarcar más casos (luego será $g_i = 1 \forall i$).

El conjunto $\{\tilde{n}_i\}$ que extrema $\Omega(\{n_i\})$ es el más probable y consideraremos

$$\{\tilde{n}_i\} = \langle n_i \rangle$$

Estaremos pensando que cuando $N \rightarrow \infty$ la mayor parte de los microestados van a una distribución f_{MB}

Conceptos

La idea es que tendremos N encerradas en V con $N \sim 10^23$ y será $N \rightarrow \infty$ y $V \rightarrow \infty$ (esto es el llamado límite termodinámico). Con estos límites extensivos (son proporcionales al tamaño) o intensivos (son independientes de N, V)

Un macroestado es del punto de vista termodinámico. Especificamos unas pocas variables (N, V, E, T). Un microestado es una especificación de seis grados de libertad ($3N_q, 3N_p$) y claramente un macroestado es compatible con muchos microestados.

Un ensamble, en la visión de Gibbs, es el conjunto de microestados compatibles con un dado macro estado.

- Microcanónico: usado para analizar sistemas aislados. Con E, V, N fijos.
- Canónico: usado para analizar sistemas en equilibrio con un baño térmico. Con V, N, T fijos.
- Gran canónico: usado para analizar sistemas que además intercambian partículas. Con μ, V, T fijos.

En el límite termodinámico los tres ensambles son equivalentes.

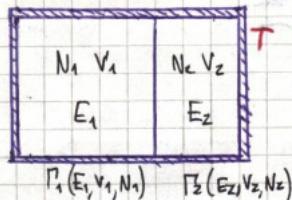
La cantidad de micro estados compatibles con el macroestado NVE fijo se denota

$$\#\mu\text{-estados con un M-estado} \equiv \Gamma(N, V, E)$$

Confiamos en un postulado de equiprobabilidad a priori: todos los microestados son igualmente probables (microscópicamente hablando)

2.3.1 Visión [de statistical mechanics - Pathria]

Sean dos sistemas en equilibrio. Llegan al equilibrio en algún momento



La energía total $E_T = E_1 + E_2$ es una constante y el número de estados

$$\Gamma(E) = \Gamma_1(E_1)\Gamma_2(E_2) = \Gamma_1(E_1)\Gamma_2(E_T - E_1).$$

En el equilibrio, ¿Cuánto valen E_1 y E_2 ? Para esto se asume un postulado:

El equilibrio se da cuando el sistema llega al macroestado más probable. Este macroestado será el que tenga mayor cantidad de microestados.

Entonces, el sistema llegará a E_1, E_2 tales que $\Gamma_2(E_T - E_1)$ sea máxima. Buscamos esa condición de maximización,

$$\frac{\partial \Gamma_1(E_1)}{\partial E_1} \Big|_{E_1=\bar{E}_1} \Gamma_2(E_1) = \Gamma_1(E_1) \frac{\partial \Gamma_2(E_2)}{\partial E_2} \Big|_{E_2=\bar{E}_2}$$

$$\frac{\partial \log \Gamma_1(E_1)}{\partial E_1} = \frac{\partial \log \Gamma_2(E_2)}{\partial E_2}$$

y definiendo

$$\beta = \frac{\partial \log \Gamma(E, N, V)}{\partial E} \Big|_{E=\bar{E}}$$

se tiene que la condición de equilibrio es

$$\beta_1 = \beta_2.$$

Pero en termodinámica el equilibrio era con $T_1 = T_2$ donde

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E} \Big|_{N,V},$$

de manera que podemos plantear la siguiente equivalencia

$$S = k \log \Gamma(E, N, V), \quad (3.1)$$

que es la relación de Boltzmann.

Esto vincula la mecánica estadística con la termodinámica. Nos lleva a la tercera ley de la termodinámica. Entonces si $S = 0$ se tiene $\Gamma = 1$ un único estado microscópico. En caso contrario, si S es grande tenemos un sistema más desordenado, Γ grande, tendrá muchos estados microscópicos asociados.

En el formalismo del microcanónico nos interesará en principio la función de partición microcanónica $Z_{\mu C} = \Gamma(E, N, V)$ dado el vínculo en (3.1) se tienen

$$\frac{\partial S}{\partial E} \Big|_{N,V} = \frac{1}{T} \qquad \qquad \frac{\partial S}{\partial V} \Big|_{E,V} = \frac{P}{T}$$

Lo que sería bueno es saber cómo calcular Γ

$$\Gamma(E) = \sum_{\mu-\text{estados}} 1 \qquad P_{\mu(E)} = \frac{1}{\Gamma(E)}$$

donde el “1” es la densidad unitaria por la equiprobabilidad. En el continuo, un microestado es un punto en el espacio $6N$ dimensional Γ . Así pensado, debo tener en cuenta una función densidad en Γ donde:

$$f(p, q)d^{3N}qd^{3N}p$$

es el número de puntos del ensamble contenidos en un elemento de volumen $d\Gamma = d^{3N}qd^{3N}p$.

Parece lógico suponer que si tenemos un observable macroscópico v la que

$$\langle \text{obs} \rangle = \frac{\int f(p, q) \text{ obs } d^{3N}pd^{3N}q}{\int f(p, q)d^{3N}pd^{3N}q}$$

el observable visto en la macroscopía es un valor medio.

Para un microcanónico

$$f(p, q) = \begin{cases} \text{constante} & \text{El } H \text{ verifica } E + \Delta > H > E \\ 0 & \text{En otro caso} \end{cases}$$

donde $\Delta \ll E$. Luego, se tiene

$$\Gamma(E) = \frac{\text{Volumen del ensamble en } \Gamma}{\text{Volumen que ocupa el microestado}}$$

y

$$\Gamma(E) = \frac{1}{h^{3N}} \int_{E < H < E + \Delta} 1 d^{3N}pd^{3N}q \quad \Sigma(E) = \frac{1}{h^{3N}} \int_{H < E} 1 d^{3N}pd^{3N}q$$

donde h^{3N} es la constante de Planck de adimensionalización y representando un volumen mínimo dada la incertidumbre. Las dos cantidades mostradas difieren en un término que va como $\log(N)$ y que muere en el límite termodinámico

$$\frac{\log(N)}{N} \rightarrow 0 \quad \text{si} \quad N \rightarrow \infty$$

Es más cómodo calcular $\Sigma(E)$ que $\Gamma(E)$.

$$\Gamma(E) = \Sigma(E + \Delta) - \Sigma(E)$$

2.4 Microcanónico

2.4.1 Solución de equilibrio

La solución de equilibrio satisface

$$f(p_1)f(p_2) = f(p'_1)f(p'_2)$$

$$\log f(p_1) + \log f(p_2) = \log f(p'_1) + \log f(p'_2)$$

que luce como una ley de conservación y admite como solución

$$\log f(\mathbf{p}) = Am + \mathbf{B} \cdot \mathbf{p} + C|\mathbf{p}|^2 \quad (A, \mathbf{B}, C \text{ctes. adimensionales})$$

que lista los *invariantes colisionales*. Completando cuadrados

$$f \propto C_1 e^{-C_2(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2}$$

La expresión completa se ajusta con

$$n = \int f(\mathbf{p}, t) d^3 p$$

donde el \mathbf{p} de una partícula es

$$\langle \mathbf{p} \rangle = \frac{\int f(\mathbf{p}) \mathbf{p} d^3 p d^3 q}{\int f(\mathbf{p}) d^3 p d^3 q} = \frac{1}{n} \int f(\mathbf{p}) \mathbf{p} d^3 p$$

El cociente es P/N .

y la energía por partícula

$$\langle e \rangle = \langle e \rangle = \frac{\int f(\mathbf{p}) \mathbf{p}^2 / (2m) d^3 p d^3 q}{\int f(\mathbf{p}) d^3 p d^3 q} = \frac{1}{n} \int f(\mathbf{p}) \frac{\mathbf{p}^2}{2m} d^3 p$$

Finalmente se llega a

$$f(\mathbf{p}) = \frac{n}{(2\pi m k T)^{3/2}} e^{-\frac{(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2}{2m k T}}$$

que es la función de distribución de momentos de Maxwell-Boltzmann.

Solución de equilibrio de la ecuación de transporte

$$(\text{presión ideal}) \quad p = \frac{2}{3} \frac{U}{V} = \frac{2}{3} n \epsilon = \frac{2}{3} n \frac{3}{2} k T = n k T$$

2.4.2 Método de la distribución más probable

Con este método también llegamos a f_{MB} pero extremando el volumen $\Omega(\{n_i\})$ que ocupa en el espacio Γ sujeto a los vínculos $E = \sum_i n_i e_i$ y $N = \sum_i n_i$.

Luego podemos estimar qué tan probable es la distribución de MB (la más probable) considerando (ASUMIMOS)

los # de ocupación de MB $\tilde{n}_i \cong \langle n_i \rangle$ el promedio en el ensamble

pero esto sólo valdrá si las desviaciones son pequeñas; es decir si f_{MB} es muy muy probable.

Calculamos la desviación cuadrática (varianza) se tiene

$$\langle n_i^2 \rangle - \langle n_i \rangle^2 = g_i \frac{\partial \langle n_i \rangle}{\partial g_i}$$

donde se usó que

$$\langle n_i \rangle = \frac{\sum_{\{n_j\}} n_i \Omega\{n_j\}}{\sum_{\{n_j\}} \Omega\{n_j\}}$$

Suponiendo que $\langle n_i \rangle \approx \tilde{n}_i$ entonces $\langle n_i \rangle \propto f_{MB}$ con lo cual se tiene también

$$\langle n_i^2 \rangle - \langle n_i \rangle^2 \cong \tilde{n}_i \quad \text{como } g_i \frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial g_i} = \tilde{n}_i$$

y las fluctuaciones relativas

$$\sqrt{\langle \left(\frac{m_i}{N}\right)^2 \rangle - \langle \left(\frac{m_i}{N}\right) \rangle^2} \cong \sqrt{\frac{\tilde{n}_i/N}{N}} \rightarrow_{N \rightarrow \infty} 0$$

En el límite termodinámico MB es totalmente dominante.

2.4.3 Hipótesis ergódica

La trayectoria individual de casi cualquier punto en el Ω pasa, con el tiempo, a través de todos los puntos permitidos del espacio Γ . Si esperamos lo suficiente, todos los microestados posibles son visitados.

Considerando un H independiente del tiempo. Coincidan los promedios:

- Seguir cada trayectoria, resolviendo las ecuaciones de movimiento hasta tiempo infinito.
- Calcular valor medio en el espacio Γ

2.4.4 Observaciones sobre el microcanónico

$$\Gamma(E) = \int_{E < \mathcal{H} < E + \Delta E} \rho d^{3n} p d^{3n} q \quad \Sigma(E) = \int_{\mathcal{H} < E} \rho d^{3n} p d^{3n} q$$

entonces

$$\Gamma(E) = \Sigma(E + \Delta E) - \Sigma(E) \cong \frac{\partial \Sigma(E)}{\partial E} \Delta E \quad \text{si } \Delta E \ll E$$

ΔE es el *paso* entre medidas de energía

$$\Gamma(E) = \Gamma_1(E_1)\Gamma_2(E_2) \quad (1 \text{ y } 2 \text{ son subsistemas})$$

$$E = E_1 + E_2 \Rightarrow \Gamma(E) = \sum_i^{E/\Delta E} \Gamma_1(E_i)\Gamma_2(E - E_i)$$

siendo $E/\Delta E$ el número de términos tales que se cumple $E = E_1 + E_2$. Si se da $N_1 \rightarrow \infty$ y $N_2 \rightarrow \infty$ será

$$\log \Gamma_1 \propto N_1 \quad \log \Gamma_2 \propto N_2 \quad E \propto N_1 + N_2$$

luego $\log(E/\Delta E)$ es despreciable pues ΔE es constante y entonces

$\log(E/\Delta E) \propto \log(N)$ pues
 $E \propto N$ y ΔE cte.

$$S(E, V) = S(\tilde{E}_1, V_1) + S(\tilde{E}_2, V_2) + \mathcal{O}(\log[N])$$

con lo cual la mayoría de los microestados tienen los valores \tilde{E}_1 y \tilde{E}_2 de energía.

Asimismo

$$\delta(\Gamma_1(\bar{E}_1)\Gamma_2(\bar{E}_2)) = 0 \quad \delta(\bar{E}_1 + \bar{E}_2) = 0$$

$$\delta\Gamma_1\Gamma_2 + \Gamma_1\delta\Gamma_2 = 0 \quad \delta(\bar{E}_1) = -\delta(\bar{E}_2)$$

$$\frac{\delta\Gamma_1}{\bar{E}_1}\Gamma_2 = \Gamma_1 \frac{\delta\Gamma_2}{\bar{E}_2} \Rightarrow \frac{1}{\Gamma_1} \frac{\partial\Gamma_1}{\partial\bar{E}_1} = \frac{1}{\Gamma_2} \frac{\partial\Gamma_2}{\partial\bar{E}_2}$$

$$\frac{\partial}{\partial\bar{E}_1} (k \log \Gamma_1(\bar{E}_1)) = \frac{\partial}{\partial\bar{E}_2} (k \log \Gamma_1(\bar{E}_2))$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial E_1} S(E_1) \right|_{\bar{E}_1} = \left. \frac{\partial}{\partial E_2} S(E_2) \right|_{\bar{E}_2} \equiv \frac{1}{T} \quad \text{en equilibrio } T_1 = T_2$$

La T es el parámetro que gobierna el equilibrio entre partes del sistema.

La idea es que dado un sistema de $E = E_1 + E_2$, sistema compuesto de dos subsistemas, hay muchos valores 1,2 tales que $E = E_1 + E_2$ pero hay una combinación que maximiza $\Gamma(E)$ y es

$$\Gamma_{Max}(E) = \Gamma_1(\bar{E}_1)\Gamma_2(\bar{E}_2)$$

Luego, con $N_1, N_2 \rightarrow \infty$ se da que la mayoría de los sistemas tendrán $E_1 = \bar{E}_1$ y $E_2 = \bar{E}_2$. Esta configuración, por supuesto, maximiza la entropía $S = k \log(\Gamma)$.

El sistema es E, N, V y yo lo pienso compuesto de dos partes E_1, N_1, V_1 y E_2, N_2, V_2 .

El hecho de que $\Delta S > 0$ para un sistema aislado lo vemos considerando que tal sistema sólo puede variar V (creciendo, como en la expansión libre de un gas), luego $V_F > V_I$ y entonces

$$\Sigma(E) = \int_{\mathcal{H} < E} \rho d^{3N} p d^{3N} q \xrightarrow{\text{Si aumento el volumen}} \Sigma(E)' = \int_{\mathcal{H} < E} \rho d^{3N} p d^{3N} q$$

$$\Sigma(E)' > \Sigma(E) \quad \Rightarrow \quad \Delta S > 0$$

Será un número mayor porque el dominio de integración en q es mayor.

Equipartición implica

$$\left\langle x_i \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x_j} \right\rangle = \delta_{ij} kT$$

y entonces

$$\left\langle p_i \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} \right\rangle = \langle p_i \dot{q}_i \rangle = kT$$

y

$$\left\langle q_i \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \right\rangle = \langle q_i \dot{p}_i \rangle = kT$$

$$\left\langle \sum_i^{3N} q_i \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \right\rangle = \sum_i^{3N} \left\langle q_i \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \right\rangle = \sum_i^{3N} kT = 3NkT$$

entonces llegamos al virial,

$$\sum_i^{3N} \langle q_i \dot{p}_i \rangle = 3NkT.$$

Considerando un hamiltoniano armónico,

$$\langle \mathcal{H} \rangle = E \quad \text{con} \quad \mathcal{H} = \sum_i^{3N} a_i p_i^2 + b_i q_i^2$$

$$p_k \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_k} = 2a_k p_k^2 \quad q_k \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_k} = 2b_k q_k^2$$

de modo que

$$\mathcal{H} = \sum_i^{3N} \frac{1}{2} p_k \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_k} + \frac{1}{2} q_k \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_k}$$

$$\langle \mathcal{H} \rangle = \sum_i^{3N} \frac{1}{2} \left\langle p_k \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_k} \right\rangle + \frac{1}{2} \left\langle q_k \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_k} \right\rangle$$

y si f es el número de constantes a_k, b_k no nulos

$$\langle \mathcal{H} \rangle = \frac{1}{2} f k T$$

Si fuesen todas no nulas entonces

$$\langle \mathcal{H} \rangle = 3 N k T.$$

Suelto para reprocesar

Ensamblas calcula valores medios sumando sobre todos los

$$N \rightarrow \infty, \quad V \rightarrow \infty \quad \frac{V}{N} = v$$

Para un sistema aislado, equiprobabilidad a priori, $\rho = \text{cte}$ es solución si ajusta a P, V, T

$$S(U, V) = k \log T(U)$$

donde supondremos que U es aditiva. Como $E = E_1 + E_2$ el volumen en el espacio de fases

$$\Gamma(U) = \sum_{ij} \Gamma_1(E_1) \Gamma_2(E - E_1)$$

de dos sistemas separados y luego reunidos. En el equilibrio $T_1 = T_2$

Además el crecimiento de la entropía en el sistema aislado. Expansión libre: q crece entonces Γ crece.

Pero por Liouville V_Γ no varía de modo que la evolución en el espacio de fases hará que ciertos estados sean inalcanzables (*mixing*).

Tenemos la paradoja de Gibbs porque hemos estado considerando partículas indistinguibles; entonces al considerar la indistinguibilidad debemos sumar menos (es decir que hay que dividir por un factor). Sin embargo, la indistinguibilidad es un concepto no clásico. Es $\Delta S > 0$ con distinguibles y $\Delta S = 0$ si son distinguibles. Esta corrección por distinguibilidad no tiene fundamento clásico.

Boltzmaniones: partículas en las cuales uso todas las herramientas clásicas y al final solo corregimos con un factor $1/N!$ por indistinguibilidad.

2.4.5 Fenómenos de transporte

Un gas clásico verifica

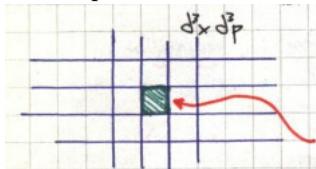
$$\frac{\hbar}{\sqrt{2mkT}} \left(\frac{N}{V} \right)^{1/3} \sim 0.0004 \ll 1$$

donde el primer factor es la longitud de onda de DeBroglie de modo que es un ratio del tipo λ/ℓ porque el segundo término es la inversa del volumen por partícula elevado a la un tercio.

Entonces

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3x d^3p$$

es el número de partículas que se hallan entre \mathbf{x} , $\mathbf{x} + d\mathbf{x}$ y con $(\mathbf{p}, \mathbf{p} + d\mathbf{p})$ en un tiempo t .



Hay un número grande de partículas en cada celda. Es un diferencial no matemático (un *cachito*) puesto que no tenderá a cero.

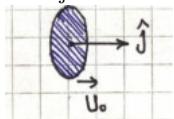
EJEMPLO 4.1 Problema 3

Se considera un gas clásico de N partículas

$$\int \int f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3x d^3p = N \quad \int f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3p = n$$

y asociamos a una partícula una $\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ donde (α) serán cantidades extensivas.

El flujo de α se ilustra así



de modo que

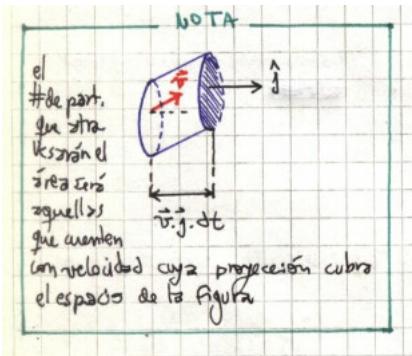
$$\langle \alpha \rangle (\mathbf{x}, t) = \frac{\int \alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3p}{\int f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3p} = \frac{1}{n} \int \alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3p$$

Y entonces,

$$\hat{j} \cdot \int d^v \alpha(\mathbf{v} - \mathbf{u}_0) f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = \hat{j} \cdot \langle \mathbf{v} - \mathbf{u}_0 \cdot \alpha \rangle n(\mathbf{x}, t),$$

de manera que el flujo de α es todo lo que multiplica a la dirección \hat{j} .

Recordemos la consideración usual microscópica para el flujo ilustrada a continuación:



Densidad de corriente

Será la carga por unidad de tiempo en una superficie

$$\phi_e = n(\mathbf{x}, t) \cdot \langle \hat{j} \cdot \mathbf{v}_q \rangle$$

o bien

$$\vec{\phi}_e = n(\mathbf{x}, t) \langle \mathbf{v}_q \rangle$$

luego será $\phi_e = n q \langle \hat{j} \cdot \mathbf{v} \rangle$

Flujo térmico (calor)

$$Q = n(\mathbf{x}, t) \langle 1/2mv^2 \mathbf{v} \rangle$$

donde $\alpha = 1/2mv^2$ es la densidad de energía cinética (asociada a temperatura)

P_{ij} flujo de momento

$$\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = m(\langle \mathbf{v} \rangle_i - \langle \mathbf{v}_i \rangle)$$

$$P_{ij} = m \langle (\langle \mathbf{v} \rangle_i - \langle \mathbf{v}_i \rangle) \mathbf{v}_j \rangle n$$

y se ve que el flujo de momento es claramente un tensor.

Sea la distribución $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ y entonces quiero llegar al equilibrio y ver que ya no depende del tiempo. La ecuación que define la evolución temporal de f es la ecuación de Boltzmann.

Si no hay colisiones debe valer

$$\mathbf{p}_i \rightarrow \mathbf{p}_i + \mathbf{F}\delta t \quad \mathbf{x}_i \rightarrow \mathbf{x}_i + \mathbf{v}\delta t$$

pero el número de partículas se mantiene constante

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)d^3x d^3p = f(\mathbf{x}', \mathbf{p}', t')d^3x' d^3p'$$

y con sistema hamiltoniano es $d^3x d^3p = d^3x' d^3p'$. Lo que estamos diciendo es que por colisiones hay partículas que chocan y va a parar a otro δV y hay otras que chocan y por ello vienen a parar a este δV ; hay ganancia y pérdida. Entonces,

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = f(\mathbf{x} + \mathbf{v}\delta t, \mathbf{p} + \mathbf{F}\delta t, t + \delta t)$$

Si $\delta t = 0$ se tiene $df/dt = 0$ de lo cual deducimos

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla_x + \mathbf{F} \nabla_p \right) f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = \begin{cases} 0 & \text{No hay colisiones} \\ \frac{\partial f}{\partial t} & \text{Hay colisiones} \end{cases}$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} dt = (G - P)dt$$

donde $P\delta t d^3x d^3p$ es el número de colisiones en $(t, t + \delta t)$ en las cuales una de las partículas inicialmente estaba en las cercanías de (\mathbf{x}, \mathbf{p}) y luego se va a otro lado. Asimismo, $G\delta t d^3x d^3p$ es el número de colisiones en $(t, t + \delta t)$ en las cuales una de las partículas termina en (\mathbf{x}, \mathbf{p}) habiéndose hallado en otro lugar antes. Consideraremos un gas diluido; colisiones binarias (se desprecian eventos de tres partículas).

$$P\delta t d^3x d^3p_1 = \delta t d^3x d^3p_1 \int d^3p_2 dP_{12 \rightarrow 1'2'} F(\mathbf{x}, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, t)$$

(que es una probabilidad conjunta) como las partículas chocan, entran en el mismo δx . El término dP es la matriz de transición de momentos $1, 2 \rightarrow 1', 2'$

$$G\delta t d^3x d^3p_1 = \delta t d^3x d^3p_1 \int d^3p_2 dP_{1'2' \rightarrow 12} F(\mathbf{x}, \mathbf{p}'_1, \mathbf{p}'_2, t)$$

y entonces

$$P = \int d^3p_2 d^3p'_1 d^3p'_2 \delta^4(p_i - p_f) |T_{fi}|^2 F(\mathbf{x}, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, t)$$

donde hay deltas para la conservación de la energía y el momento.

Hay una hipótesis de caos molecular; no hay correlación entre posiciones y momento

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, t) = f(\mathbf{x}, \mathbf{p}_1, t)f(\mathbf{x}, \mathbf{p}_2, t)$$

de suerte que

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla_x + \mathbf{F} \nabla_p \right) f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = \int d^3p_2 d^3p'_1 d^3p'_2 \delta^4(p_i - p_f) |T_{fi}|^2 (f'_2 f'_1 - f_1 f_2)$$

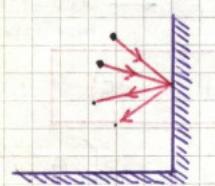
Supongamos que no hay fuerzas externas, $\mathbf{F} = 0$ de modo que $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \rightarrow f(\mathbf{p})$ en el equilibrio. Luego, en el equilibrio

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{col}} = 0 \quad \rightarrow \quad f'_2 f'_1 = f_1 f_2$$

aunque se puede demostrar que vale también la vuelta (es decir que es un “sí y sólo sí”). Cualquier distribución de equilibrio satisfará la condición anterior. Hay una forma general de función de equilibrio que tiene la forma

$$f_{\text{eq}}(\mathbf{p}) = C e^{-A(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2}$$

Para calcular las constantes se evalúan la presión que se ejerce sobre una pared del sistema termodinámico usando el flujo de momento lineal



Será

$$P = \int d^p 2p_x v_x f_{\text{eq}}(\mathbf{p})$$

dado que la presión se relaciona con el flujo de momento.

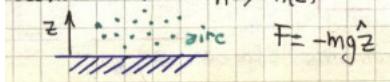
Así llegamos a la función de Maxwell-Boltzmann

$$f_{\text{eq}}(\mathbf{p}) = \frac{n}{(2\pi mkT)^{3/2}} e^{-(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2 / (2mkT)},$$

que es la solución estacionaria de la ecuación de transporte de Boltzmann.

EJEMPLO 4.2 Problema 4 y comentario problema 6

Ilustramos con



$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{u}} = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{col}} = 0,$$

en el campo gravitatorio terrestre, donde $\mathbf{F} = -mgz$ y entonces

$$\hat{z}v_x \frac{\partial f}{\partial z} - g\hat{z}v_x \frac{\partial f}{\partial v_z} = 0$$

de modo que planteo

$$f = \frac{n(z)}{(2\pi m k T)^{3/2}} e^{-(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2/(2m k T)}$$

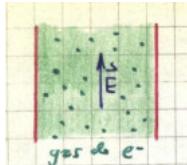
entonces, reemplazando, resulta en

$$\frac{dn(z)}{dz} = -g \frac{m}{kT} n(z)$$

y

$$n(z) = n_0 e^{-\beta mzg}.$$

En el problema 6 se tiene una situación parecida

pero aquí es $\mathbf{F} = -eE_0 \hat{z}$ con la misma ecuación. No obstante cualitativamente la cosa cambia: la simetría marca un piso en el problema anterior pero es indiferente (no hay ceros) en la situación del campo eléctrico \mathbf{E} puesto que hay simetría de traslación $\nabla_x = 0$ (lejos de los bordes). En el caso del campo gravitatorio no se desprecia ∇_x

$$\left(v_z \frac{\partial}{\partial v_z} - mg \frac{\partial}{\partial v_z} \right) f = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{col}}$$

y a orden cero,

$$\left(v_z \frac{\partial}{\partial v_z} - mg \frac{\partial}{\partial v_z} \right) f = 0,$$

pero

$$-\frac{eE_0}{m} \frac{\partial f}{\partial v_z} = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{col}}$$

a orden cero da $\partial f / \partial v_z = 0$ de manera que como el orden cero no tiene sentido hay que ir al orden uno

$$-\frac{eE_0}{m} \frac{\partial f}{\partial v_z} = -\frac{f_1}{\tau}.$$

2.4.6 Gas ideal (microcanónico)

Esto es parte del problema 1 de la serie 4. Mixeo con este contenido. El hamiltoniano que se considera es:

$$\mathcal{H} = \sum_i^N \frac{p_i^2}{2m}$$

y como $2mE = \sum_i^N p_i^2$ se puede pensar en una hiperesfera de radio $\sqrt{2mE}$.

$$\Sigma(E) = \frac{1}{h^{3N}} \int_{\mathcal{H} < E} d^3p_1 \dots d^3p_N d^3q_1 \dots d^3q_N = \left(\frac{V}{h^{3N}} \right)^N \int_{\mathcal{H} < E} d^3p_1 \dots d^3p_N$$

donde la integral en $\{q_i\}$ es inmediata porque no están los mismos en los límites y donde el límite de integración $\mathcal{H} < E$ implica la condición

$$p_1^2 + p_2^2 + \dots + p_N^2 < (\sqrt{2mE})^2.$$

Se ve que $\Sigma(E)$ será el volumen de la hiperesfera mientras que $\Gamma(E)$ sería su superficie.

Se puede ver que

$$\Sigma(E) = C_{3N} \left(\frac{V}{h^3} \right)^N \Omega_{3N}(R = \sqrt{2mE})$$

donde Ω es el volumen de la esfera $3N$ -dimensional con radio $\sqrt{2mE}$. Usamos para ello la fórmula del apéndice ALGO.

Volviendo al problema, tenemos

$$\Sigma(E) = C_{3N} \left[\frac{V}{h^3} (2mE)^{3/2} \right]^N$$

donde $C_{3N} = \pi^{3/2} / (3N/2)!$.

Luego, tomando logaritmo resulta

$$\log \Sigma(E) = \log C_{3N} + N \log \frac{V}{h^3} + \frac{3N}{2} \log(2mE)$$

y si se usa la aproximación de Stirling en el primer término (que contiene un logaritmo) se debería llegar, amasando un poco, a

Stirling:

$$\log(N!) = N \log N - N$$

$$S(E, V) = Nk \log \left[V \left(\frac{4\pi mE}{3h^2 N} \right)^{3/2} \right] + \frac{3}{2} Nk$$

$$E(S, V) = \left(\frac{3h^2}{4\pi m} \right) \frac{N}{V^{2/3}} e^{2/3(S/(Nk)-1)}$$

Consigno aquí abajo lo que tenía previamente (hay que consolidar)

$$S = k \log \left\{ C \left(\frac{V}{h^3} (2mE)^{3/2} \right)^N \right\}$$

$$S = k \log C + Nk \log \left[\frac{V}{h^3} (2mE)^{3/2} \right]$$

$$k \log C \approx -3/2 Nk \log 3N/2$$

Calculando la temperatura desde aquí resulta en

$$\frac{\partial S}{\partial E} \Big|_{V,N} = \frac{1}{T} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{T} = Nk \frac{3}{2} \frac{1}{E}$$

y entonces

$$E = \frac{3}{2} NkT,$$

que es la energía del gas ideal. Entonces desde la mecánica estadística hemos llegado a la termodinámica. Recordemos que se tiene también

$$P = - \frac{\partial E}{\partial V} \Big|_{N,S} = \frac{2E}{3V} \quad PV = NkT$$

Vemos que la termodinámica es bastante insensible a las aproximaciones.

que conduce a lo mismo (lo cual sabemos de la infancia termodinámica).

El asunto es que la entropía S a la cual hemos llegado no es aditiva. Esto, creo, sería la paradoja de Gibbs.

2.4.7 Paradoja de Gibbs

Tengo el sistemita de dos contenedores cada uno con N_i, V_i ($i = 1, 2$) donde $N = N_1 + N_2$ y $V = V_1 + V_2$. Si retiro el tabique se tiene $S_T > S_1 + S_2$ porque inicialmente estaban en equilibrio. Quitar la pared es una operación mental si los gases son idénticos (o al menos eso podemos pensar).

Gibbs dice que hemos contado mal la $\Gamma(E)$ y plantea que considerando a manopla una

$$\Sigma'(E) = \frac{\Sigma(E)}{N!}$$

porque las partículas son indistinguibles, reduciendo el número de micro-estados, se resuelve el tema y se tiene una función S aditiva. El tema

es que uno utiliza razonamientos clásicos con distinguibilidad entonces llegamos a un resultado clásico.

$$S \propto Nk \log(V) + Nk \log(E^{3/2})$$

Supongamos dos gases idénticos con la misma ρ y T

$$\Delta S = Nk \log V + Nk \log(E^{3/2}) - N_1 k \log V_1 - N_2 k \log(E_1^{3/2}) - N_1 k \log V_2 - N_2 k \log(E_2^{3/2})$$

$$\Delta S = N_1 k \log\left(\frac{V}{V_1}\right) + N_2 k \log\left(\frac{V}{V_2}\right) + N_1 k \log\left(\frac{E}{E_1}\right)^{3/2} + N_2 k \log\left(\frac{E}{E_2}\right)^{3/2}$$

$$\Delta S > 0 \quad \text{pues: } \frac{V}{V_1} = 1 + \frac{V_2}{V_1} > 1, \frac{V}{V_2} > 1, \frac{E}{E_1} > 1, \frac{E}{E_2} > 1$$

Podemos hacer algo menos cuentoso tomando

$$S \propto Nk \log\left(V \left[\frac{4\pi m E}{3h^2 N}\right]^{3/2}\right)$$

Si los gases son distintos está correcto $\Delta S > 0$ pero si son idénticos no porque un estado como F podría provenir de infinitas compartimentacionales las cuales darían todas diferentes ΔS y entonces la entropía S no sería función de estado.

donde la N viene de $k \log C_{3N}$ con $N \rightarrow \infty$. Vemos que E/N mantiene el cambio en S respecto de E igual, puesto que

$$\frac{E}{N} = \frac{E_1 + E_2}{N_1 + N_2} = \frac{E_1}{N_1} = \frac{E_2}{N_2} = \epsilon$$

pero V no balance. Luego la inclusión de $1/N!$ hará que

$$S = k \log\left(\frac{1}{N!} \Sigma(E, N, V)\right) = k \log(\Sigma) - k \log N!$$

de forma que resultará

$$S \propto Nk \log\left(\frac{V}{N} \left[\frac{4\pi m E}{3h^2 N}\right]^{3/2}\right)$$

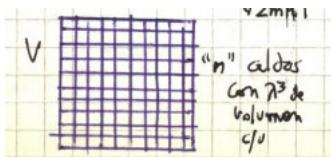
y esta S sí está libre de paradoja de Gibbs.

EJEMPLO 4.3 Problema 3

Considero $v = \lambda^3$ con

$$\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2mkT}}$$

se toma distinguibilidad pero se puede hacer considerando indistinguibilidad.



La cantidad de celdas es $n = N/\lambda^3$ y es un gas diluido $N \ll n$ de manera en que Γ es el número de estados posibles del sistema, o bien el número de maneras de ubicar N partículas en n celdas.

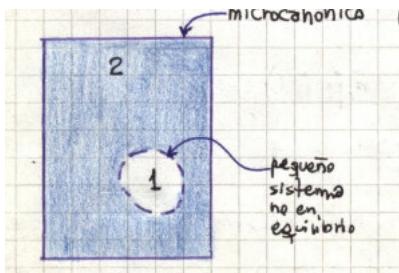
2.5 Ensamble canónico

Consideramos un microcanónico con

$$E = E_1 + E_2, \quad N = N_1 + N_2, \quad V = V_1 + V_2$$

donde N_i, V_i están fijos y E_i varían de acuerdo a

$$E = E_1 + E_2$$



La idea es que el sistema 2 es tan grande como se quiera y el sistema 1 es pequeño pero macroscópico; entonces el primero actúa como un baño térmico, un reservorio de calor que le fijará la temperatura T . O sea que será un problema isotérmico.

Consideramos un microcanónico

$$\Gamma(E) = \sum_{E_1} \Gamma_1(E_1) \Gamma_2(E - E_1) \leq C \Gamma_1(\bar{E}_1) \Gamma_2(E - \bar{E}_1) \approx C \Gamma_2(\bar{E}_1)$$

$$S(E - \bar{E}_1) \approx k \log \Gamma_2(E - \bar{E}_1)$$

$$S(E) + \left. \frac{\partial S(E)}{\partial E} \right|_E (-\bar{E}_1) \approx k \log \Gamma_2(E - \bar{E}_1)$$

$$e^{\frac{S(E)}{k}} e^{-\frac{E_1}{kT}} \approx \Gamma_2(E - \bar{E}_1)$$

Claramente como '1' siempre está metido dentro de '2' entre mayor sea el Γ_2 mayor también el tamaño de '1' en Γ , luego:

#de config en Γ del sistema '1+2' = #de config de '1' en '2' \times #de config de '2' en Γ

$$\# \text{ config } '1' = \frac{\# \text{ config } '1+2'}{\# \text{ config } '2'} \approx e^{-\frac{E_1}{kT}} = C \int e^{-\mathcal{H}/kT} d^3p d^3q$$

y se integra para toda energía

$$Q_N(V, T) = \frac{1}{h^{3N} N!} \int e^{-\mathcal{H}/kT} d^3p d^3q$$

$1/N!$ es el factor de buen conteo.

comentarios sobre ensambles

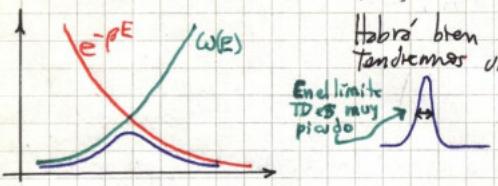
O sea que ahora densidad de estados tiene forma $e^{-\frac{E_1}{kT}}$ y la función de partición $Z(V, T, N)$ que está arriba, que sería el volumen ocupado en el espacio de fases con la corrección del factor de buen conteo.

En el microcanónico E es constante, pero en el canónico no. Los valores medios deberían ser parecidos porque el pequeño es una parte del todo. Las dos cosas convergeán al mismo valor. Veamos un argumento de plausibilidad.

$$Z_C = \int_0^\infty dE \omega(E) e^{-\beta E}$$

λ^3 es igual a h^3 ?

donde $\omega(E)$ es la densidad de estados de energía entre $(E, E + dE)$. Ésta será función creciente porque a mayor enegrgía más degeneración.



Existirá un valor bien definido $\langle E \rangle$ para el canónico tendremos una distribución.

En el canónico todos los puntos participan, aunque los que realmente aportan son los que están en torno al valor medio.

$$Z_C = \int dE e^{-\beta E + \log \omega(E)} = \int dE e^{-\beta(E - TS(E))}$$

y buscaré máximo del argumento de la exponencial (E mínima y S máxima). Con T chica minimizo E y con T grande maximizo S . Las funciones

S, E van como N y la única parte que contribuye es la que tiene el argumento máximo.

La energía en el canónico no es constante pero aproximadamente $\langle E \rangle = \langle E \rangle(T)$. En el microcanónico hago una cuenta (E, V, N) y para el canónico puedo tomar una T que haga que $\langle E \rangle(T) \sim E$.

fin del interludio

Los microestados no son equiprobables, hay una distribución de probabilidad, que normalizada es

$$P_{\mu-\text{estado}} = \frac{e^{-\beta E_{\mu e}}}{\sum_{\mu e} e^{-\beta E_{\mu e}}}$$

La función de partición es el volumen ocupado en Γ . En el caso discreto es

$$Z_c(N) = Q_N(V, T) = \sum_{\mu e} \frac{1}{N!} e^{-\beta E_{\mu e}}$$

mientras que en el continuo es la expresión de arriba.

El vínculo con la termodinámica viene de

$$Q_N(V, T) = e^{-\beta A}$$

$$A = -kT \log[Q_N(V, T)] \quad A = U - TS$$

$$P = -\left. \frac{\partial A}{\partial V} \right|_T \quad S = -\left. \frac{\partial A}{\partial T} \right|_V$$

donde $A = A(T, V, N)$ es la energía libre de Helmholtz. Podemos ver que se deduce esto de

$$\langle \mathcal{H} \rangle = E = -\frac{\partial}{\partial \beta} \log[Q_N(V, T)] = A + TS = A - T \left. \frac{\partial A}{\partial T} \right|_{N,V}$$

pero

$$\frac{\partial}{\partial \beta} = \frac{\partial}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial \beta} = -kT^2 \frac{\partial}{\partial T}, \quad \text{pues } \frac{\partial \beta}{\partial T} = -\frac{1}{kT^2}$$

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{A}{T} \right) = -\frac{A}{T^2} + \frac{1}{T} \frac{\partial A}{\partial T}$$

de modo que

$$-T^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{A}{T} \right) = A - T \frac{\partial A}{\partial T}$$

$$S = -\partial A / \partial T|_{N,V}$$

y entonces

$$E = -kT^2 \frac{\partial}{\partial T} \log Q_N = -T^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{A}{T} \right)$$

de lo que se desprende

$$\log Q_N = -\frac{A}{kT}$$

Podemos usar $E = A + TS$ y llegar a $Q_n = \exp(-\beta A)$ o bien $Q_N = \exp(-\beta A)$ y llegar a $E = A + TS$.

2.5.1 Equivalencia canónico y microcanónico

Vemos cómo son las fluctuaciones de energía en el canónico. Desde

$$\begin{aligned} U &= \langle \mathcal{H} \rangle = \frac{\int e^{-\beta \mathcal{H}} \mathcal{H} d^3 p d^3 q}{\int e^{-\beta \mathcal{H}} d^3 p d^3 q} \\ \int e^{-\beta \mathcal{H}} U d^3 p d^3 q &= \int e^{-\beta \mathcal{H}} \mathcal{H} d^3 p d^3 q \\ \frac{\partial}{\partial \beta} \left[\int e^{-\beta \mathcal{H}} (U - \mathcal{H}) d^3 p d^3 q \right] &= \frac{\partial}{\partial \beta} [0] = 0 \\ \langle \mathcal{H}^2 \rangle - \langle \mathcal{H} \rangle^2 &= kT^2 C_V \end{aligned}$$

Las fluctuaciones van como el C_V , luego

$$\langle \mathcal{H}^2 / N^2 \rangle - \langle \mathcal{H} / N \rangle^2 = kT^2 c_V / N \quad \text{donde } c_V = C_V / N$$

$$\langle \mathcal{H} \rangle \propto N \text{ y } C_V \propto N$$

de modo que las fluctuaciones relativas van a 0 con $N \rightarrow \infty$.

Otro modo de verlo es considerando

$$\frac{1}{h^{3N} N!} \int e^{-\beta \mathcal{H}} d^3 p d^3 q = \int_0^\infty dE \frac{\partial \Sigma(E)}{\partial E} e^{-\beta E} = \int_0^\infty dE e^{-\beta E + \log(\partial \Sigma(E) / \partial E)}$$

donde

$$\frac{\partial \Sigma(E)}{\partial E} dE = \frac{d^3 p d^3 q}{h^{3N} N!}$$

y como $S/k = \beta TS$

$$Q_N = \int_0^\infty dE e^{-\beta E + \beta TS}$$

Si suponemos que es S máxima en $E = \bar{E}$ entonces $S_{MAX} = S(\bar{E})$ y será

$$\left. \frac{\partial S}{\partial E} \right|_{\bar{E}} = 0$$

con lo cual

$$E + TS \cong \bar{E} + TS(\bar{E}) + \frac{1}{2}(E - \bar{E})^2 T \left. \frac{\partial^2 S}{\partial E^2} \right|_{\bar{E}}$$

$$E + TS \cong \bar{E} + TS(\bar{E}) - (E - \bar{E})^2 \frac{1}{2kTC_V}$$

de modo que

$$Q_N = \int_0^\infty dE e^{-\beta[\bar{E}+TS(\bar{E})]-\beta\frac{(E-\bar{E})^2}{2kTC_V}}$$

$$Q_N = e^{-\beta[\bar{E}+TS(\bar{E})]} \int_0^\infty dE e^{-\beta\frac{(E-\bar{E})^2}{2kTC_V}}$$

y vemos que la integral se va a una delta con $N \rightarrow \infty$ (pués $C_V \propto N$) en cuyo caso

$$Q_N = e^{-\beta[\bar{E}+TS(\bar{E})]}$$

y la mayor parte de los estados tienen energía \bar{E} , que es la de un sistema aislado a temperatura T .

La densidad de estados va entonces de acuerdo al producto de dos efectos contrarios:

$$g(E) = \frac{\partial \Sigma(E)}{\partial E} e^{-\beta E}$$

2.5.2 Ejemplos sencillos

$$\mathcal{H} = \sum_i^N \frac{p_i^2}{2m} + \frac{m}{2}\omega_i^2 q_i^2 \quad \text{oscilador clásico 1D}$$

$$\mathcal{H} = \sum_i^N \left(n_i + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega \quad \text{oscilador Schrödinger 1D}$$

$$\mathcal{H} = \sum_i^N n_i \hbar\omega \quad \text{oscilador Planck 1D}$$

$$U = NkT \rightarrow C_V = Nk \quad \text{Clásico}$$

$$U \approx \frac{N\hbar\omega}{2} \quad U \approx 0(T \ll 1) \quad \rightarrow C_V = 0 \quad \text{Schrödinger-Planck}$$

$$U \approx NkT (T \gg 1) \quad \rightarrow C_V = Nk \quad \text{Schrödinger-Planck}$$

Los casos Schrödinger y Planck aproximan al C_V clásico con T altas.

EJEMPLO 5.1 Problema 1 (serie 5)

- (a) Tenemos un oscilador armónico en un baño a temperatura T

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega$$

donde

$$\frac{kT}{\hbar\omega} \ll 1$$

que implica que la energía que le da el baño es pequeña, y donde el ratio es entre la energía media que cede o entrega la fuente y el cuanto de energía del oscilador armónico.

La función de partición será

$$Z_C = \sum_n^{\infty} e^{-\beta E_n} = \sum_n^{\infty} e^{-\beta(n+1/2)\hbar\omega}$$

que se puede trabajar como

$$Z_C = e^{-\beta\hbar\omega/2} \sum_n^{\infty} e^{-\beta n\hbar\omega} = e^{-\beta\hbar\omega/2} \frac{1}{1 - e^{-\beta\hbar\omega}}$$

donde hemos usado la suma geométrica. Luego aproximando

$$Z_C = \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega/2} - e^{-\beta\hbar\omega/2}} \approx e^{-\beta\hbar\omega/2}$$

Entonces, el cociente

$$\frac{P(n=1)}{P(n=0)} = e^{-\beta\hbar\omega} = e^{-\beta\Delta E}$$

de manera que a T mayor crece la probabilidad. La probabilidad de la relación entre β y $\hbar\omega$.

(b) El valor medio de la energía será

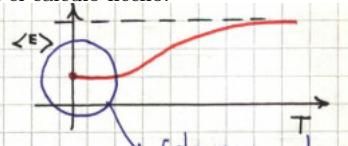
$$\langle E \rangle = P(n=0) \frac{\hbar\omega}{2} + P(n=1) \frac{3\hbar\omega}{2} + \dots$$

que aproximadamente es

$$\frac{\hbar\omega}{2Z_C} e^{-\beta\hbar\omega/2} (1 + 3e^{-\beta\hbar\omega/2})$$

$$\langle E \rangle = \frac{1 + 3e^{-\beta\hbar\omega/2}}{e^{\beta\hbar\omega/2} - e^{-\beta\hbar\omega/2}} = \frac{\hbar\omega}{2} \left[\frac{1 + 3e^{-\beta\hbar\omega}}{1 + e^{-\beta\hbar\omega}} \right]$$

En esta cuenta me quedo al mismo orden en Z_C . En realidad no se plancha, sino que por haber aproximado a dos niveles tengo el límite. Entonces en esta zona voldrá bien el cálculo hecho.

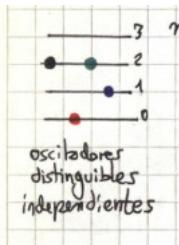


EJEMPLO 5.2 Problema 2

Se tienen N osciladores armónicos distinguibles

$$E = \left(n + \frac{1}{2} \right) h\nu \quad \langle E \rangle = \frac{1}{2} N h\nu + M_0 h\nu$$

donde M_0 es el número de excitaciones elementales total (el número de fonones), y por ende $\sum_i n_i$.



y trabajaremos en el canónico. La energía del sistema es evidentemente $E = \sum_{i=1}^4 E_i$ donde $E_1 = h\nu/2$, $E_2 = E_3 = 5h\nu/2$ y $E_4 = 3h\nu/2$.

Por ser independientes la función de partición es un producto,

$$Z_C = Z_{C1} Z_{C2} Z_{C3} Z_{C4}$$

de modo que

$$Z_C = \left(\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\beta(n+1/2)h\nu} \right)^N$$

y usando lo del anterior es

$$Z_C(T, V, N) = e^{-\beta(n+1/2)h\nu N} \left(\frac{1}{1 - e^{-\beta h\nu}} \right)^N$$

Se puede hacer el trick general (esto debiera ir en un apéndice)

$$\frac{\partial Z_C}{\partial \beta} = \sum_{\alpha} (-E_{\alpha}) e^{-\beta E_{\alpha}}$$

de modo que

$$-\frac{1}{Z_C} \frac{\partial Z_C}{\partial \beta} = \frac{\sum_{\alpha} -E_{\alpha} e^{-\beta E_{\alpha}}}{\sum_{\alpha} e^{-\beta E_{\alpha}}} = \langle E \rangle$$

y se ve que vale

$$\langle E \rangle = -\frac{\partial \log Z_C}{\partial \beta}.$$

Para este caso particular será

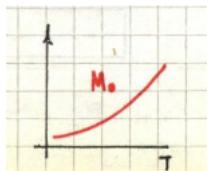
$$\langle E \rangle = h\nu N \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\beta h\nu} - 1} \right)$$

Igualando con la expresión de arriba llegamos a

$$M_0 = \frac{N}{e^{\beta h\nu} - 1}$$

de modo que

$$\beta = \frac{1}{h\nu} \log \left(1 + \frac{N}{M_0} \right)$$

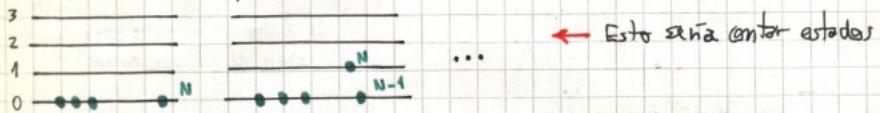


Ahora buscaremos la entropía S , para lo cual $S = (-A + U)/T$. Se tiene

$$S = NkT \log \left(1 + \frac{N}{M_0} \right) + \frac{M_0 h \nu}{T}$$

donde M_0/N es función de T.

Puedo contar en el microcanónico, la S contando estados



Quiero saber cuantas configuraciones tengo. Lo pensamos como cajas que son cada una de los osciladores armónicos.

El oscilador uno tiene dos fonones (estado 2), el dos tiene 4 fonones, el tres tiene 6 fonones (el fundamental),... El oscilador N tiene 1 fonón (el primer excitado)

Se lo piensa como $N - 1$ barras y M_0 bolas. El número de estados para una energía M_0 es

$$\Omega = \frac{(M_0 + N - 1)!}{M_0!(N - 1)!}$$

de modo que, Stirling mediante,

$$\log \Omega \approx M_0 \log \left(\frac{M_0 + N - 1}{M_0} \right) + (N - 1) \log \left(\frac{M_0 + N - 1}{N - 1} \right)$$

y podemos usar $M_0(\beta) = M_0$ (en límites termodinámicos los dos modos conducen a resultados similares) y entonces

$$\log \Omega \approx M_0 \log e^{h\nu\beta} + (N - 1) \log \left[\left(\frac{M_0}{N} \right) + 1 \right]$$

finalmente

$$S = k \log \Omega \sim k M_0 h \nu \beta + N k \log \left(1 + \frac{M_0}{N} \right)$$

La entropía canónica es igual a la del micro-canónico. Usamos que $N \gg 1$ y $M_0 \gg 1$ Entonces

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} N h \nu + \frac{N h \nu}{e^{\beta h \nu} - 1}$$

de modo que

$$C_V = \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} \Big|_V = k N \left(\frac{h \nu}{k T} \right)^2 \frac{e^{\beta h \nu}}{(e^{\beta h \nu} - 1)^2}$$

y en el límite $kT \gg h\nu$ es

$$\langle E \rangle \approx \frac{N h \nu}{2} + \frac{N h \nu}{\beta h \nu} = \frac{1}{2} N h \nu + N k T$$

y entonces $\langle E \rangle \sim N k T$.

EJEMPLO 5.3 Problema 3

En un sistema así el equilibrio es con los spines orientados con el campo H . Tres estados $\uparrow\uparrow, \uparrow\downarrow, \downarrow\downarrow$ si $\mu_1 = \mu_2$, en caso contrario serían cuatro.

La agitación térmica haría que suban y bajen los spines.

Hacemos la siguiente identificación

$$\uparrow\uparrow \quad E = (-\mu_1 + \mu_2)H \quad \uparrow\downarrow \quad E = -(\mu_1 - \mu_2)H$$

$$\downarrow \uparrow \quad E = (\mu_2 - \mu_1)H \qquad \qquad \downarrow \downarrow \quad E = (\mu_1 + \mu_2)H$$

y entonces resulta que

$$Z_C = \sum_{\alpha} e^{-\beta H_{\alpha}} = 2 \cosh(\beta[\mu_1 + \mu_2]H) + 2 \cosh(\beta[\mu_1 - \mu_2]H)$$

y acá se puede trabajar con la expresión del coseno hiperbólico en términos de exponentiales, de suerte que

$$Z_C = \sum_{S_1=-1}^1 \sum_{S_2=-1}^1 e^{-\beta(\mu_1 S_1 + \mu_2 S_2)H}$$

y con este trick podemos factorizarlo

$$Z_C = \left(\sum_{S_1=-1}^1 e^{-\beta \mu_1 S_1 H} \right) \left(\sum_{S_2=-1}^1 e^{-\beta \mu_2 S_2 H} \right) = \left(\sum_{S=-1}^1 e^{-\beta \mu S H} \right)^2$$

Anoté: $e^{\text{Bush}} - e^{\text{Bin Laden}}$
!!!!

$$Z_C = (2 \cosh \beta \mu_1 H)(2 \cosh \beta \mu_2 H)$$

y entonces

$$\langle E \rangle = -E_0$$

de manera que como $E_0 \ll H(\mu_1 + \mu_2)^{1/2}$ entonces las altas temperaturas indican que $\beta H \nu \ll 1$ y el $\cosh(x) \approx 1 + x^2/2$ de manera que se puede aproximar

$$Z_C \sim 4 \left[1 + \left(\frac{\beta H}{2} \right)^2 (\mu_1^2 + \mu_2^2) \right]$$

y entonces

$$-\frac{\partial \log Z_C}{\partial \beta} \equiv E_0 = \beta H^2 (\mu_1^2 + \mu_2^2)$$

y al final del día

$$T = \frac{H^2 (\mu_1^2 + \mu_2^2)}{k E_0}.$$

Para el momento $\langle M \rangle = \langle m_1 + m_2 \rangle$ en el ensamblaje y se sigue que

$$\langle M \rangle = \frac{\sum (\mu_1 S_1 + \mu_2 S_2) e^{\beta(\mu_1 S_1 + \mu_2 S_2)H}}{\sum e^{\beta(\mu_1 S_1 + \mu_2 S_2)H}}$$

de modo que

$$\langle M \rangle = \frac{\partial \log Z_C}{\partial \beta H} = \frac{1}{H} \langle E \rangle,$$

porque H es un campo constante externo.

2.5.3 Una derivación más del canónico

El tamaño del sistema '1' en Γ (su volumen $\Gamma_1(E_1)$) será proporcional al tamaño del sistema '2' en Γ (su volumen $\Gamma_2(E - E_1)$) de manera que

$$\Gamma_1(E_1) \propto \Gamma_2(E - E_1)$$

$$k \log \Gamma_1(E_1) \approx S(E) + \left. \frac{\partial S}{\partial E} \right|_E (-E_1) = S(E) - \frac{E_1}{T} \quad (\text{del sistema '2'})$$

$$\Gamma_1(E_1) \approx e^{S(E)/k} e^{-E_1/kT}$$

conf '1' = # conf '2' × densidad del '1' en el '2'

y finalmente

$$Q_N(V, T) = \frac{1}{h^{3N} N!} \int d^{3N} p d^{3N} q e^{-\mathcal{H}(\{p_i, q_i\})/kT}$$

2.6 Líquidos

En un gas real se tiene

$$H = \sum_i^N \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i < j} V_{ij}$$

$$Z_N = \int d^{3N} q e^{-\beta \sum_{i < j} V_{ij}},$$

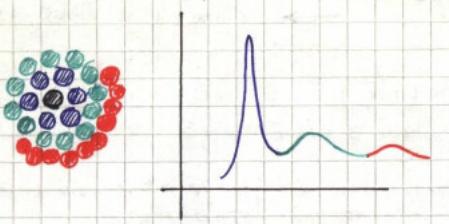
que es la integral configuracional; acá está la parte jodida porque están acopladas las coordenadas.

La expresión del virial no sirve en la región de la transición de fase. A orden uno se obtiene la densidad,

$$\frac{1}{V} \int dq = \frac{N}{V} = \rho$$

Esto es la probabilidad de hallar una partícula en r_1 . Si hay dos partículas ya no es ρ^2 porque están interactuando. Hay una función de correlación $g^2(r_1, r_2)$ que se puede determinar experimentalmente.

En el límite de un cristal se tiene una sucesión de deltas picudas



Podemos hallar $g(r)$ y su relación con la termodinámica. Asumimos que tenemos $g(r), g(r)^2$ es la función de correlación de cuerpos.

ξ prende o apaga la partícula 1.

Con N muy grande (variando de a uno): calcular μ es *encender* o *apagar* una partícula.

En la continuación Liquidos (y2) ya se ha integrado en los momentos y se tiene

$$\frac{e^{-\beta U_N} dr_1 \dots dr_N}{Z_N}$$

La aproximación de más bajo orden es $\rho = N/V$ (densidad uniforme).

La función de correlación $g \rightarrow g^{(2)}(r_1, r_2)$ es la más sencilla, entonces para dos cuerpos y potenciales esféricos se tiene $g(r_1, r_2) = g(|r_1 - r_2|)$.

Con $g^{(2)}$ se pueden calcular todas las variables del sistema, en particular μ . Se da

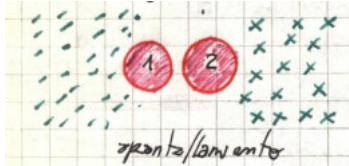
$$\mu = \left. \frac{\partial A}{\partial N} \right|_{V,T}$$

pero con $N \rightarrow \infty$ es $\Delta N = 1$ con lo cual metemos una ζ cuya gracia será esa. $\mu = A(N, V, T) - A(N - 1, V, T)$ Entonces ζ prende o apaga la interacción de la partícula 1 con el sistema; aparece ligada a términos r_{ij} .

Resta hallar $g^{(3)} = g^{(3)}(r_1, r_2)$ para cerrar la jerarquía. Será

$$g^{(3)}(1, 2, 3, \zeta) = f[g^2(1, 2, \zeta)].$$

Dos esferas rígidas en el seno de un fluido se atraen



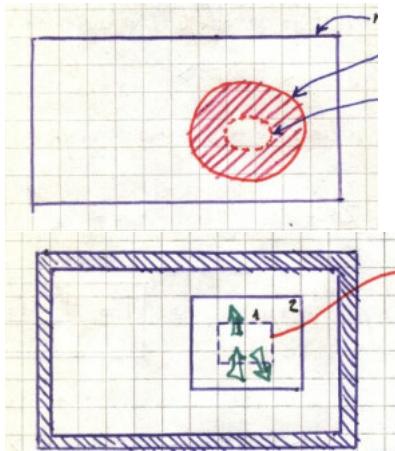
Pero entre ellas no se atraen; pero como 1 apantalla a 2, impidiéndole ver todo lo que está de su lado (marcas /) y solo se ve expuesta a la interacción de (marcas x).

Con data experimental (scattering por rayos X) se pueden calcular propiedades del sistema (un líquido).

2.6.1 Comentarios problemas ensambles

2.7 El gran canónico

La desventaja del microcanónico es la de tener que calcular todos los estados accesibles. El canónico es un subconjunto del microcanónico.



La caja es un microcanónico, el rojo es un canónico donde está fija la temperatura T y el conjuntillo más interno es una pared porosa que lo limita.

Ni el E, N están fijos. Antes la temperatura T sintonizaba la energía en el microcanónico; ahora el μ sintonizará la energía. Cada punto es un estado del sistema de $6N + 1$ dimensiones, (p, q, N) ; cada punto corresponde a un N distinto (de los interiores al ensamble). Suponemos que despreciamos efectos superficiales; o sea que las aproximaciones a que valgan serán $V_1 \ll V_2$ y $N_1 \ll N_2$. Más adelante calcularemos la densidad de puntos que representan sistemas de N partículas y (q, p) coordenadas y momentos.

El $1/N!$ corrige la indistinguibilidad de las partículas -es el factor de buen conteo de Boltzmann-. Se define la fugacidad $z \equiv e^{\beta\mu}$.

Para un sistema con un número de partículas determinadas puedo utilizar el GC que será más sencillo que el MC o el C. La densidad o el número medio de partículas es algo que fijo desde fuera; el número de partículas fluctuará y querremos calcular dicha fluctuación (que se hace en la próxima subsección).

Todos los ensambles son equivalentes si $N \rightarrow \infty$. De lo contrario, con N no infinito tendríamos tres termodinámicas diferentes dadas por el microcanónico, el canónico y el gran canónico. Cuando calculamos la fluctuación de energía surge una parte asociada a la variación del número de partículas. $\partial p / \partial v = 0$ ocurre en particular en la región de coexistencia.

Se asume que el sistema satisface

- Potencial tipo carozo duro + cola finita. Dado un volumen V existe N máximo.

- $A(N, V) = -\frac{V}{\beta}f(\nu)$

escalea con el volumen.

- Como $f(\nu)$ satisface $\partial p / \partial v \leq 0$ entonces ...

Se obtiene una función de potencial GC Ξ que debe ser un polinomio en N de grado $N_0(V) = aV$ para V grande.

Despreciando la interacción entre sistemas es

$$\mathcal{H}p, q, N = \mathcal{H}p_1, q_1, N_1 + \mathcal{H}p_2, q_2, N_2$$

y mediremos el número de estados totales asociados con N partículas, volumen V en contacto con una fuente térmica a temperatura T ,

$$Q_N(V, T) = \frac{1}{h^{3N} N!} \int d^{3N_1} p_1 d^{3N_2} p_2 \sum_{N_1=0}^N \frac{N!}{N_1! N_2!} \int d^{3N_1} q_1 d^{3N_2} q_2 e^{-\beta[\mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2]}$$

$$Q_N(V, T) = \frac{1}{h^{3N_1} h^{3N_2}} \sum_{N_1=0}^N \frac{1}{N_1! N_2!} \int d^{3N_1} p_1 d^{3N_1} p_1 e^{-\beta \mathcal{H}_1} \int d^{3N_2} q_2 d^{3N_2} q_2 e^{-\beta \mathcal{H}_2}$$

$$Q_N(V, T) = \sum_{N_1=0}^N \int \frac{1}{h^{3N_1} N_1!} d^{3N_1} p_1 d^{3N_1} p_1 e^{-\beta \mathcal{H}_1} \int \frac{1}{h^{3N_2} N_2!} d^{3N_2} q_2 d^{3N_2} q_2 e^{-\beta \mathcal{H}_2}$$

$$1 = \sum_{N_1=0}^N \frac{1}{h^{3N_1} N_1!} \int d^{3N_1} q_1 d^{3N_1} p_1 e^{-\beta \mathcal{H}_1} \frac{Q_{N_2}(V_2, T)}{Q_N(V, T)}$$

$$1 = \sum_{N_1=0}^N \int d^{3N_1} q_1 d^{3N_1} p_1 \frac{e^{-\beta \mathcal{H}_1}}{h^{3N_1} N_1!} \frac{Q_{N_2}(V_2, T)}{Q_N(V, T)}$$

siendo el último factor un $\rho(\{p_1, q_1\}, N_1)$

$$\rho(\{p_1, q_1\}, N_1) = \frac{Q_{N_2}(V_2, T)}{Q_N(V, T)} \frac{e^{-\beta \mathcal{H}_1}}{h^{3N_1} N_1!},$$

de suerte que

$$\frac{Q_{N_2}(V_2, T)}{Q_N(V, T)} = e^{-\beta A(V - V_1, N - N_1, T)} e^{-\beta A(V, N, T)} = e^{-\beta [\frac{\delta A}{\delta V} \delta V + \frac{\delta A}{\delta N} \delta N]}$$

donde las diferencias δ se toman discretas (suscribiendo a las aproximaciones iniciales respecto de N, V para los sistemas 1 y 2):

$$\frac{\delta A}{\delta V} \delta V + \frac{\delta A}{\delta N} \delta N = (-p)(-V_1) + \mu(-N)_1 = pV_1 - \mu N_1$$

$$A = U - TS \quad dA = dU - TdS - SdT = -pdV + \mu dN - SdT$$

$$\frac{Q_{N_2}(V_2, T)}{Q_N(V, T)} = e^{-\beta PV_1 + \beta \mu N_1}.$$

De forma que la densidad del sistema ‘1’ es

$$\frac{1}{h^{3N_1} N_1!} e^{-\beta \mathcal{H}_1} e^{-\beta PV_1} e^{\beta \mu N_1},$$

y definiendo $z \equiv e^{\beta \mu}$

$$\rho(\{p, q\}, N) = \frac{z^N}{h^{3N} N!} e^{-\beta \mathcal{H}} e^{-\beta PV}.$$

Se ha utilizado que

$$\sum_{N_1=0}^N \int d^{3N_1} p_1 d^{3N_1} q_1 \rho(p_1, q_1, N_1) = 1.$$

Nótese que μ, P, V, T son los valores fijos del sistema mayor y hemos sacado subíndices.

$$\begin{aligned} 1 &= \sum_{N=0}^{\infty} \int d^{3N} q d^{3N} p \frac{z^N}{h^{3N} N!} e^{-\beta \mathcal{H}} e^{-\beta PV} \\ e^{\beta PV} &= \sum_{N=0}^{\infty} \frac{z^N}{h^{3N} N!} \int d^{3N} q d^{3N} p e^{-\beta \mathcal{H}} = \sum_{N=0}^{\infty} z^N Q_N(V, T) \\ \beta PV &= \log \left(\sum_{N=0}^{\infty} z^N Q_N(V, T) \right) \end{aligned} \tag{7.1}$$

y tenemos

$$\Xi(z, V, T) \equiv \sum_{N=0}^{\infty} z^N Q_N(V, T)$$

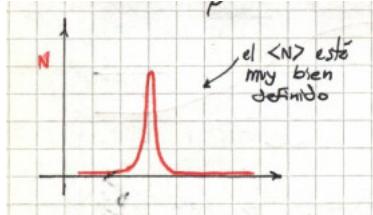
que es la gran función de partición. Nótese que ha resultado ser una suma de productillos de funciones canónicas por su fugacidad respectiva. Es

una colección de ensambles canónicos ponderados por la fugacidad (pendiente del potencial químico). Esta función de partición es en realidad función de μ, V, T .

La termodinámica puede extraerse desde

$$\langle N \rangle = z \frac{\partial}{\partial z} \log[\Xi(z, V, T)] \quad \langle E \rangle = -\frac{\partial}{\partial \beta} \log[\Xi(z, V, T)]$$

es decir que están oscilando el número de partículas y la energía.



En general el número medio de partículas $\langle N \rangle$ estará bien definido.

La ecuación de estado se obtiene reemplazando z en la expresión de (7.1) y en $\langle N \rangle$,

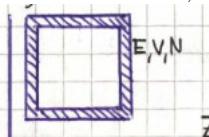
$$\log Q_{\text{GC}}(z, N, T) = \frac{PV}{kT}.$$

En la carpeta tenemos otra notación de $Z_{\text{GC}} \equiv Q_{\text{GC}}$

2.7.1 Visión panóptica de ensambles

Microcanónico

Para sistemas E, V, N



$$P(N) = \frac{1}{\Omega(E, V, N)} = e^{-Sk}$$

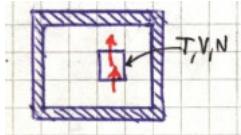
$$Z_{\mu \text{ C}} = \Omega(E, V, N)$$

y la ecuación fundamental

$$S = k \log Z_{\mu \text{ C}}$$

saliendo la termodinámica desde

$$\frac{1}{T} = \left. \frac{\partial S}{\partial E} \right|_{V, N} \quad P = T \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_{E, N}$$

CanónicoSistemas T, V, N 

$$P = \frac{1}{Z_C} = e^{-Sk}$$

$$Z_C = \frac{1}{N!} \sum e^{-\beta H}$$

y la ecuación fundamental

$$A = -k \log Z_C$$

con

$$\langle E \rangle = U = -\frac{\partial \log Z_C}{\partial \beta}$$

saliendo la termodinámica desde

$$S = \frac{\langle E \rangle - A}{T} = -\left. \frac{\partial A}{\partial T} \right|_{V,N}$$

Gran canónicoSistemas T, μ, V 

$$P(\alpha) = e^{-\beta E_\alpha - \mu N_\alpha}$$

$$Z_{GC} = \sum_{N=0}^{\infty} z Z_C(N, V, T)$$

y la ecuación fundamental

$$\beta PV = \log Z_{GC}$$

saliendo la termodinámica desde

$$\langle E \rangle = -\frac{\partial \log Z_{GC}}{\partial \beta} \quad \langle N \rangle = z \frac{\partial \log Z_{GC}}{\partial z}$$

Recordemos que con tres ecuaciones de estado o una fundamental ya tengo toda la termodinámica. Con la entropía S en términos de variables extensivas la termodinámica ya está resuelta.

Son tres ensambles diferentes. En el límite termodinámica los resultados convergen. Puede ser conveniente hacer cuentas en ensambles diferentes según el problema. Toda esta construcción no es válida cuando hay:

- Fuerzas de largo alcance porque ahí no vale la equivalencia de ensambles; perdemos la aditividad.
- Con N pequeño.

EJEMPLO 7.1 Problema 8

Partículas distinguibles que no interactúan. Con energía $+\varepsilon$ y $-\varepsilon$

(a)

Tenemos

$$N_0 \pm \frac{E_0}{\varepsilon} \gg 1 \quad N_0 = N_+ + N_- \quad E = (N_+ + N_-)\varepsilon = E_0$$

Si supongo que fijo N_- entonces

$$S = k \log \left(\frac{N_0!}{(N_+ + N_-)!} \right)$$

y utilizando Stirling y amasando un poco

$$S = \frac{k}{2} N_0 (1+x) \log \left(\frac{1-x}{1+x} \right) - k N_0 \log(1-x) - \log 2$$

donde $x = E_0/(N_0\varepsilon)$.

(b)

Se tiene $\langle E \rangle = E_0$ luego

$$Z_C(N_0, T, V) = [Z_C(1, T, V)]^N$$

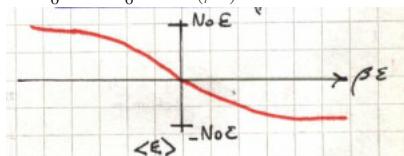
donde $Z_C(1, T, V) = 2 \cosh(\beta\varepsilon)$ y entonces

$$Z_C(N_0, T, V) = [2 \cosh(\beta\varepsilon)]^N.$$

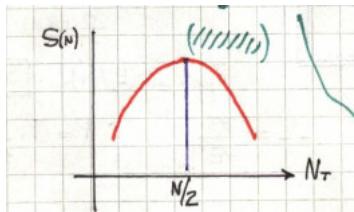
¿Qué temperatura T tendrá el baño térmico para mantener la condición?

$$E_0 = -\frac{\partial \log Z_C}{\partial \beta},$$

y será $E_0 = -N_0\varepsilon \tanh(\beta\varepsilon)$



Con el canónico no muestraré E con $\langle E \rangle < 0$ que corresponde a $\beta < 0$ lo cual es $T < 0$ y esto se pudre. Es $T > 0$ cuando $E_0 < 0$.



Esta es la región de $T < 0$ (en el gráfico de arriba) que es inaccesible al ensamble canónico.

$$\frac{\partial S}{\partial N_+} \approx \frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{T}$$

y entonces para $N/2 < N$ es $1/T < 0$ y además para $N/2 > N$ es $1/T > 0$. La moraleja acá es que con N finito algo puede pudrirse. Esto nos muestra una limitación del hecho de calcular cosas en uno para usarlas en otro.

EJEMPLO 7.2 Problema 9 –Planteo–

Poner una picture de una soga con segmentos de longitudes α, β, α . La tensión (variable extensiva) controlará la longitud (variable intensiva). Este ensamble está descrito en el libro de Pathria.

$$N = N_\alpha + N_\beta \quad L = \alpha N_\alpha + \beta N_\beta$$

y tenemos (T, f, N) donde f es la tensión, que es un ensamble isotérmico-isobárico.

El canónico será

$$P(\alpha) = \frac{1}{Z_C} e^{-\beta E_\alpha} \quad P(\beta) = \frac{1}{\Delta} e^{-\beta(E-PV)}$$

mientras que el gran canónico

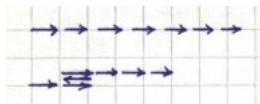
$$P(\alpha) = \frac{1}{Z_{GC}} e^{-\beta(E_\alpha - \mu N_\alpha)} \quad \Delta(T, P, N) = \int_0^\infty dV e^{-\beta PV} Z_C(N, V, T)$$

$$G(T, P, N) = kT \log \Delta$$

Finalmente

$$\langle E \rangle = -\frac{\partial \log \Delta}{\partial p} \quad \langle V \rangle = \frac{\partial \log \Delta(T, P, N)}{\partial p}$$

EJEMPLO 7.3 Problema 10



Estados derecha o izquierda. Son apilables y no tóxicas. Un estado será N_+ (a derecha) y N_- (a izquierda). La longitud de la cadena será $(N_+ - N_-)a = x$ que es la distancia cola-cabeza o cola-cola de las flechas. Luego $N = N_+ + N_-$. Podemos hacer la sucesión

$$x = Na \rightarrow 1$$

$$x = (N-1)a \rightarrow N$$

$$x = (N-2)a \rightarrow \frac{N}{2}$$

...

$$\Omega(x) = \left(\frac{N}{N_-} \right)$$

La entropía $S(x, N, a) = k \log \Omega(x)$ tendrá un máximo que vale $S_{\max} = k \log(N/N_2)$.

Luego, si tiro y la tengo en un baño térmico $\langle x \rangle \leftrightarrow F$ con $\langle x \rangle = x_0$ y

$$F = -k_B T \left. \frac{\partial S}{\partial x} \right|_{x=x_0}$$

Y serán

$$Z_C = \sum_{\varepsilon} \Omega(\varepsilon) e^{-\beta \varepsilon} = \sum_{\varepsilon} e^{-\beta \varepsilon + S} = e^{-\beta A}$$

pero es $A = -kT \log Z_C$ y entonces $dA = Fdx - SdT$ y

$$Fdx = dA|_T \quad dA = -\frac{kT}{Z_C} \frac{\partial Z_C}{\partial x} dx$$

Si la energía E no cambia con x ; entonces ¿Por qué necesita fuerza? porque tiende a quedarse en S_{\max} .

2.7.2 Garabatos sueltos

Estamos trabajando con Ψ para N cuerpos. Pero habrá limitaciones dadas por la simetría de las funciones. Tendremos mucha degeneración y nos concentraremos en autoestados.

Para fermiones será un determinante (tendremos signos + y -) mientras que para bosones será un permanente (todos signos +). Al resolver el número de partículas en una caja interesarán los números de ocupación.

Los boltzmaniones se consideran de entrada distinguibles y luego se indistinguibiliza.

2.7.3 Fluctuaciones de densidad

$$\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = z \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial}{\partial z} \log \Xi \right) = kTV \frac{\partial^2 P}{\partial \mu^2}$$

$$\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = kTV \frac{\partial}{\partial \mu} \frac{1}{v} = kTV \frac{1}{v^2} \kappa_T = kT \frac{N^2}{V} \kappa_T = NkT \frac{\kappa_T}{v}$$

Viene de

$$\frac{\partial}{\partial \mu} \frac{1}{v} = -\frac{1}{v^2} \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial P} = \frac{1}{v^2} \kappa_T$$

Si $A = Na$ entonces $a = u - Ts$ y entonces

$$\frac{\partial a}{\partial v} = -p$$

$$U = TS - pV + \mu N \quad \Rightarrow \quad u = Ts - pv$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial v} = -P - v \frac{\partial^2 a}{\partial v^2} + p = v \frac{\partial p}{\partial v} \quad \frac{\partial p}{\partial \mu} = \frac{\partial p}{\partial v} \frac{1}{\partial \mu} = \frac{1}{v}$$

pues

$$u - Ts = a = -pV + \mu \quad \mu = a + pv$$

Las fluctuaciones relativas tiende a cero cuando $N \rightarrow \infty$ provistos de que $\kappa_T < \infty$. Esto no vale en la transición de fase de primer orden pues

$$\left. \frac{\partial p}{\partial v} \right|_{\text{punto crítico}} = 0 \quad \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial p} \rightarrow \infty$$

Se calculan como

$$\sqrt{\frac{< N^2 > - < N >^2}{N^2}} = \sqrt{kT \frac{\partial \kappa_T}{\partial v} \frac{1}{N}} \rightarrow 0 \text{ si } N \rightarrow \infty$$

2.7.4 Fluctuaciones de energía

$$< \mathcal{H}^2 > - < \mathcal{H} >^2 = kT^2 \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{z,V}$$

y como

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{z,V} &= \left. \frac{\partial U}{\partial T} \right|_{N,V} + \left. \frac{\partial U}{\partial N} \right|_{T,V} \left. \frac{\partial N}{\partial T} \right|_{z,V} \\ &< \mathcal{H}^2 > - < \mathcal{H} >^2 = kT^2 C_V + \left[\left. \frac{\partial U}{\partial N} \right|_{T,V} \right]^2 < (\Delta N)^2 > \end{aligned}$$

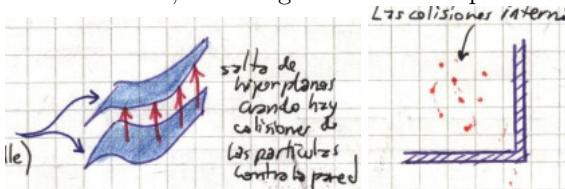
siendo $kT^2 C_V$ fluctuación del canónico y $< (\Delta N)^2 > = < N^2 > - < N >^2$

Si se considera la densidad

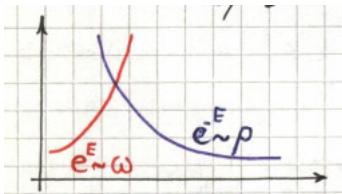
$$< h^2 > - < h >^2 = kT^2 \frac{kT^2 C_V}{N},$$

y con $N \rightarrow \infty$ estas fluctuaciones de energía se van a cero.

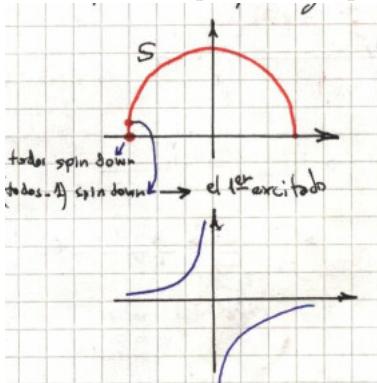
Para un problema de estas características puedo elegir canónico o microcanónico; los ensambles son indistinguibles de modo que son equivalentes. En cambio, si N es grande no son equivalentes.



Los de la izquierda son hiperplanos en Γ (satisfacen Liouville); las colisiones internas (derecha) generan movimiento en cada hiperplano que representa un volumen en Γ . La densidad de estados ρ decrece exponencialmente. Tenemos dos fenómenos contrarios: el decrecimiento de ρ y el crecimiento del número de estados a una energía



Consideremos dipolos en campo magnético



La simetría de los dipolos up y down nos da la forma simétrica de la entropía S

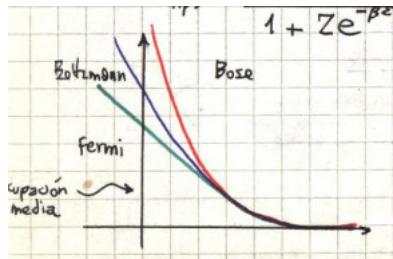
Para las temperaturas tengo $T < 0$ lo cual no puede medirse. No puedo medir con un termómetro; que tiene un espectro continuo acotado.

2.7.5 Gas ideal

Para boltzmaniones digo que de entrada son distinguibles y luego en cada celda considero las permutaciones (indistinguibilizo). Las estadísticas de Fermi y Bose se construyeron desde principios fundamentales.

En Bose puede diverger la población del fundamental (todas las partículas van al fundamental)

$$n_p = \frac{Z e^{-\beta \varepsilon_q}}{1 + Z e^{-\beta \varepsilon_q}}$$



Las tres estadísticas coinciden en el límite termodinámico. Cuando entramos en el régimen cuántico, dado aquí por el N, V las partículas se dan cuenta de que son cuánticas. Podemos hacer un cuadro: para cuánticas (Bose y Fermi) se dan con bajas temperaturas y altas densidades mientras que lo de Boltzmann se da en altas temperaturas y bajas densidades.

$$Q_N = \frac{(Vf(T))^N}{N!} \Rightarrow \Xi = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{(zVf(T))^N}{N!} = e^{zVf(T)}$$

$$\beta pV = \log(\Xi) = zVf(T) \quad \langle N \rangle = z \frac{\partial}{\partial z} \log(\Xi) = zVf(T)$$

y luego

$$\beta pV = \langle N \rangle \quad \rightarrow \quad pV = \langle N \rangle kT$$

y recuperamos la ecuación de estado del gas ideal.

2.7.6 Equivalencia canónico-gran canónico

Para ver que con $N \rightarrow \infty$ son equivalentes consideramos

$$\kappa_T = \frac{1}{v} \left(-\frac{\partial v}{\partial p} \right) < \infty \quad \frac{\partial p}{\partial v} < 0$$

Pero en la coexistencia de una transición de fase de 1er orden se da

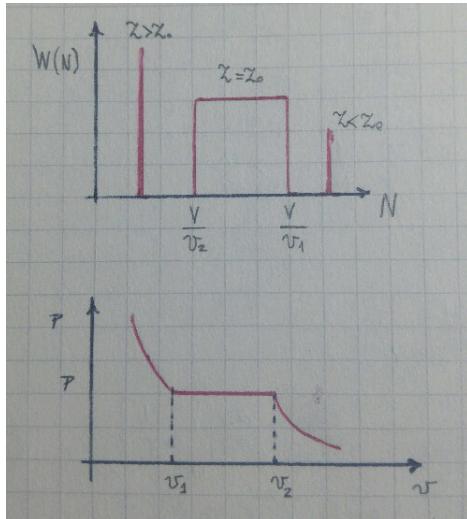
$$\frac{\partial p}{\partial v} = 0 \rightarrow \kappa_T \rightarrow \infty \text{ (sistema homogéneo)}$$

La idea es ver que

- Dado z existe N tal que $\Xi = \sum_N z^N Q_N(V, T)$
- Dado N existe z tal que $\Xi = \sum_N z^N Q_N(V, T)$

Esto se comprueba. Además, si:

$$W(N) = z^N Q_N(V, T) \propto \text{Prob. de que el sistema tenga } N \text{ partículas}$$



En la transición de fase, donde $\frac{\partial p}{\partial v} = 0$ todos los N son igual de probables porque fluctúa la densidad. La p se mantiene constante pero se varían los N_i de cada fase 'i'.

2.7.7 Otra derivación del gran canónico

Podemos derivar el gran canónico desde

Es la probabilidad de hallar al sistema '1' en un estado con E_1, N_1 .

$$\text{Prob} \propto \Gamma_2(E - E_1, N - N_1)$$

$$\log \Gamma_2(E - E_1, N - N_1) \cong \log \Gamma_2(E, N) + \frac{1}{k} \left. \frac{\partial S(E, N)}{\partial E} \right|_E (-E_1) + \frac{1}{k} \left. \frac{\partial S(E, N)}{\partial N} \right|_N (-N_1)$$

$$\cong \log \Gamma_2(E, N) - \frac{E_1}{kT} + \frac{N_1 \mu}{kT}$$

$$\text{Prob} \propto e^{-\beta E} e^{\beta \mu N} = e^{-\beta E} z^N$$

$$\begin{aligned} \partial S / \partial E &= 1/T \text{ y} \\ \partial S / \partial N &= -\mu/T. \end{aligned}$$

donde T y μ son las asociadas al baño.

Pensamos en η copias del sistema; $n_{E_1 N_1} = \#$ de sistemas con energía E_1 y N_1 partículas, luego

$$\sum_{\{E_1, N_1\}} n_{E_1 N_1} = \eta \quad \sum_{\{E_1, N_1\}} n_{E_1 N_1} E_1 = n \bar{E}_1 \cong \text{Energía Total}$$

$$\sum_{\{E_1, N_1\}} n_{E_1 N_1} N_1 = \eta \bar{N}_1 \cong \# \text{ Total de partículas (no físico)}$$

donde \bar{N}_1 es el número de medio.

$$\Omega\{n_{E_1 N_1}\} = \frac{\eta!}{\prod(n_{E_1 N_1})!} \quad \text{combinatorio}$$

La combinación de mayor volumen será

$$\begin{aligned} \log \Omega - \alpha \sum nE_1 - \beta_L \sum nN_1 &= 0 \\ - \sum [n \log n - n - \alpha nE_1 - \beta_L nN_1] &= 0 \\ - \sum n [\log n - 1 - \alpha E_1 - \beta_L N_1] &= 0 \rightarrow \log(\tilde{n}) = 1 + \alpha E_1 + \beta_L N_1 \\ \tilde{n} &\propto e^{\alpha E_1 + \beta_L N_1} \end{aligned}$$

que es el conjunto $n_{E_1 N_1}$ de mayor volumen en Ω .

Esperaremos que con $\eta \rightarrow \infty$ sea $\langle n_{E_1 N_1} \rangle \cong \tilde{n}_{E_1 N_1}$. Para determinar α, β usaremos

$$\begin{aligned} \tilde{N} \cong \langle N \rangle &= \frac{\partial}{\partial \beta_L} \left(\log \sum_{\{E_1, N_1\}} e^{\alpha E_1 + \beta_L N_1} \right) \\ \tilde{E} \cong \langle \mathcal{H} \rangle &= \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\log \sum_{\{E_1, N_1\}} e^{\alpha E_1 + \beta_L N_1} \right) \end{aligned}$$

2.8 Entropía de Gibbs

Sea X extensiva mecánica,

$$S = k \log \Gamma(E, X) \quad dU = TdS + YdX, \quad \frac{dS}{k} = \beta dU + \xi dX$$

Donde $\beta Y = \xi$

Consideramos un sistema en equilibrio donde fluctúan E y X (sistema en contacto con reservorios)

Refiriéndose al estado ν

$$\begin{aligned} P_\nu &= \frac{e^{-\beta E_\nu - \xi X_\nu}}{\sum_\nu e^{-\beta E_\nu - \xi X_\nu}} = \frac{e^{-\beta E_\nu - \xi X_\nu}}{\Theta} \\ \langle E \rangle &= -\frac{\partial}{\partial \beta} \log \Theta \quad \langle X \rangle = -\frac{\partial}{\partial \xi} \log \Theta \end{aligned}$$

Caso $X = N$ $z \frac{\partial}{\partial z} \cong \frac{\partial}{\partial \beta \mu}$

$$d(\log \Theta) = -\langle E \rangle d\beta - \langle X \rangle d\xi$$

Sea

$$\mathcal{L} \equiv -k \sum_{\nu} P_{\nu} \log P_{\nu} = -k \sum_{\nu} P_{\nu} \log [e^{-\beta E_{\nu} - \xi X_{\nu}} \Theta^{-1}]$$

$$\mathcal{L} = \sum_{\nu} P_{\nu} k \log \Theta + k P_{\nu} \beta E_{\nu} + k P_{\nu} \xi X_{\nu}$$

$$\mathcal{L} = k \log \Theta + k \beta \langle E \rangle + k \xi \langle X \rangle$$

$$d\mathcal{L} = k \beta d\langle E \rangle + k \xi d\langle X \rangle$$

Es una transformada de Legendre que toma $\log \Theta$ y la lleva a una función de $\langle E \rangle, \langle X \rangle$

$$d\mathcal{L} = k \beta dE + k \beta Y dX = dS = \frac{1}{T} dE + \frac{Y}{T} dX$$

entonces \mathcal{L} es la entropía S (parecida al H de Boltzmann[?]).

$$\mathcal{L} = -k \sum_{\nu} P_{\nu} \log P_{\nu}$$

y ν son equiprobables

$$\mathcal{L} = -k \sum_{\nu} \frac{1}{\Gamma} \log \left(\frac{1}{\Gamma} \right) = \sum_{\nu} \frac{k}{\Gamma} \log(\Gamma)$$

y entonces

$$\mathcal{L} = k \log(\Gamma) \equiv S.$$

La entropía de Gibbs se reduce a la entropía de Boltzmann cuando los estados son equiprobables.

- Microcanónico: requiere que “cuente” todos los estados.
- Canónico: me quito de encima la condición sobre la E .
- Gran canónico: me saco de encima la condición sobre el número de partículas.

Pero las fluctuaciones de E y N van a cero con $N \rightarrow \infty$ y son equivalentes.

2.8.1 Observación promedios

$$\langle G \rangle = \frac{\sum_N z^N G Q_N(V, T)}{\Xi} = \frac{\sum_N z^N \sum_\nu G(E_\nu, N, T) Q_N(V, T)}{\Xi}$$

donde el último factor en la sumatoria es $\langle G \rangle_{\text{CAN}} Q_N(V, T)$.

La parte crítica está en el pasaje de

$$\sum_\nu e^{-\beta E_\nu}$$

a algún índice útil que permite realizar la sumatoria. En el caso de cuasi-partículas, como osciladores, tenemos

$$\hat{H} = \sum_i^N \left(n_i + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_i$$

donde n_i es el número de fotones del oscilador i -ésimo. Los fonones cumplen el rol de partículas¹. Un oscilador dado puede tener en principio cualquier valor de energía (cualquier valor de n_i) y esto independientemente de los otros $N - 1$ osciladores. El número total de fonones del sistema

$$\sum_i^N n_i$$

no es una constante del mismo con lo cual no hay vínculo. Entonces

$$\sum_\nu \rightarrow \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \dots \sum_{n_\nu=0}^{\infty}$$

2.9 SUELTO: reubicar

$$Z_N = \int d^{3N} q \prod_{i < j}^N (1 + f_{ij}) \quad \text{integral configuracional}$$

En realidad esta integral serán $N(N-1)/2$ integrales (N-grafos). Podemos factorizar los $N(N-1)/2$ grafos en l-racimos teniendo en cuenta que se

¹Porque podemos considerar que la \sum se hace en niveles energéticos en lugar de entre osciladores y tenemos un # indeterminado de "partículas" (fonones) distribuidas en 'N' niveles energéticos.

cumple

$$N = \sum_{l=1}^N ln_l,$$

de forma que cada N-grafo determina un conjunto $\{m_l\} = (m_1, m_2, \dots, m_N)$ de ' m_1 ' 1-racimos, ' m_2 ' 2-racimos y ' m_N ' N-racimos. Por supuesto, un mismo conjunto $\{m_l\}$ determina muchos (en principio) N-grafos en función de la permutación de etiquetas.

$$\frac{N(N-1)}{2} \text{ N-grafos} \rightarrow M \text{ conjuntos } \{m_l\}$$

y la

$$Z_N = \sum_1^{N(N-1)/2} \text{ N-grafos} \equiv \sum'_{\{m_l\}} S(\{m_l\})$$

donde

$$S(\{m_l\}) = \prod_{l=1}^N \left(\sum \text{ l-racimos de } l \text{ partículas} \right)^{m_l} \frac{N!}{1!^{m_1} 2!^{m_2} \dots, N!^{m_N} m_1! m_2! \dots m_N!}$$

siendo la productoria entre todos los l-racimos posibles de l partículas y donde el combinatorio tiene en cuenta que habría que permutar entre las etiquetas de las N partículas (pués la sumatoria contempla l-racimos de l partículas).

$$S(\{m_l\}) = \frac{N!}{1!^{m_1} 2!^{m_2} \dots, N!^{m_N} m_1! m_2! \dots m_N!} \prod_{l=1}^N (l! \lambda^{3(l-1)} V b_l)^{m_l}$$

$$S(\{m_l\}) = N! \lambda^{3N} \prod_{l=1}^N \left(\frac{V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l} \frac{1}{m_l!}$$

$$Z_N = \sum'_{\{m_l\}} S(\{m_l\})$$

$$Q_N = \frac{1}{N! \lambda^{3N}} Z_N = \sum'_{\{m_l\}} \prod_{l=1}^N \left(\frac{V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l} \frac{1}{m_l!}$$

$$\Xi = \sum_{N=0}^{\infty} z^N Q_N(V, T) = \sum_{N=0}^{\infty} z^N \sum'_{\{m_l\}} \prod_{l=1}^N \left(\frac{V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l} \frac{1}{m_l!}$$

$$\Xi = \sum_{m_1=0}^{\infty} \dots \sum_{m_N=0}^{\infty} z^N \prod_{l=1}^N \left(\frac{V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l} \frac{1}{m_l!}$$

donde hemos utilizado los resultados

$$z^N = z^{\sum_1^N l m_l} = \prod_1^N (z^l)^{m_l} \quad \prod_{l=1}^N \frac{(l!)^{m_l}}{1!^{m_1} \dots N!^{m_N}} = 1$$

$$\prod_{l=1}^N \lambda^{3 l m_l} = \lambda^{3 \sum_1^N l m_l} = \lambda^{3 N}$$

$$\Xi = \sum_{m_1=0}^{\infty} \dots \sum_{m_N=0}^{\infty} z^N \prod_{l=1}^N \left(\frac{V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l} \frac{1}{m_l!} = \prod_{l=1}^N \sum_{m_1=0}^{\infty} \frac{1}{m_l!} \left(\frac{z^l V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l} = \prod_{l=1}^N e^{\frac{z^l V b_l}{\lambda^3}}$$

$$\beta p V = \log \Xi = \sum_l \frac{z^l V b_l}{\lambda^3} = \frac{V}{\lambda^3} \sum_l z^l b_l$$

$$\begin{cases} \beta p = \frac{1}{\lambda^3} \sum_z^l b_l \\ \frac{V}{\lambda^3} = \frac{1}{\lambda^3} \sum_l z^l b_l \end{cases}$$

que es la cluster-expansion.

2.9.1 Integral configuracional y $Q_N(V, T)$

Para un hamiltoniano usual

$$\mathcal{H} = \sum_i^N \frac{|\vec{p}_i|^2}{2m} + \sum_{i < j} V_{ij}(q_i) = K(\{p_i\}) + V(\{q_i\})$$

$$Q_N(V, T) = \frac{1}{h^{3N} N!} \int d^{3N} p \int d^{3N} q e^{-\beta \mathcal{H}(\{p_i, q_i\})} = \frac{1}{h^{3N} N!} \int d^{3N} p e^{-\beta K(\{p_i\})} \int d^{3N} q e^{-\beta V(\{q_i\})}$$

$$Q_N(V, T) = \frac{1}{\lambda^{3N} N!} \int d^{3N} q e^{-\beta V(\{q_i\})} = \frac{1}{\lambda^{3N} N!} Z_N(V, T)$$

donde Z_N es la integral configuracional

$$\beta p = \frac{1}{\lambda^3} \sum_l z^l b_l \quad \frac{1}{v} = \frac{1}{\lambda^3} \sum_l l z^l b_l$$

$$\beta p v = \frac{\sum_l z^l b_l}{\sum_l l z^l b_l}$$

y el virial es

$$\begin{aligned} \sum_{l=1} a_l(T) \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^{l-1} &= \frac{\sum_l z^l b_l}{\sum_l l z^l b_l} \\ \sum_{l=1} a_l(T) \left(\sum_l l z^l b_l \right)^{l-1} \sum_l l z^l b_l &= \sum_l z^l b_l \\ \sum_{k=1} a_k [zb_1 + 2z^2 b_2]^{k-1} (zb_1 + 2z^2 b_2) &\cong zb_1 + z^2 b_2 \\ a_1(zb_1 + 2z^2 b_2) + a_2(zb_1 + 2z^2 b_2)(zb_1 + 2z^2 b_2) &\cong zb_1 + z^2 b_2 \\ za_1 b_1 + 2z^2 a_1 b_2 + a_2 z^2 b_1^2 + 4a_2 z^3 b_1 b_2 + 4a_2 z^4 b_2^2 &\cong zb_1 + z^2 b_2 \end{aligned}$$

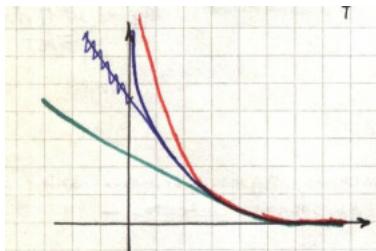
e igualando coeficientes de z tendremos

$$a_1 b_1 = b_1 \quad \rightarrow \quad a_1 = 1$$

$$2a_1 b_2 + a_2 b_1^2 = b_2 \quad \rightarrow \quad a_2 = -\frac{b_2}{b_1^2} = -b_2$$

2.9.2 Más suelto: sistemas cuánticos

Tenemos tres estadísticas que dan para los números medios de ocupación [?]. En Bose es $\mu \geq 0$ mientras que en Fermi no hay restricción en μ .

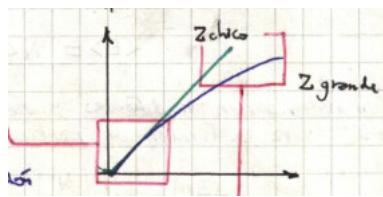


La aplicación de los boltzmannionrd en sistemas clásicos (grandes) está bien; la “manganetta” de considerar distinguibles y “contar bien” luego distinguibilizando está correcta.

El gas de Fermi, en el gran canónico queda reducido al cálculo de

$$\frac{P}{kT} = \frac{1}{\lambda^3} f_{3/2}(\tau) \quad \frac{1}{V} = \frac{1}{\lambda^3} f_{3/2}(Z)$$

y con z pequeña es $f_{3/2}(z) \approx z$. En ese caso se da para bajas densidades y temperaturas altas. Se ve eso en el cuadrado inferior en la figura siguiente.

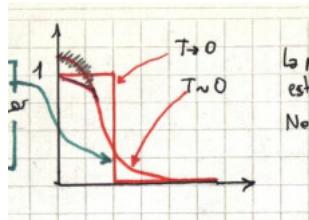


Entonces, en

$$\frac{PV}{kT} = \left(1 + \frac{\lambda^3}{V} \frac{1}{2^{3/2}} + \dots \right)$$

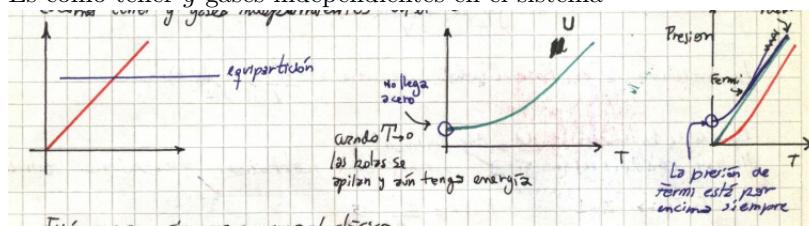
el segundo término es la corrección cuántica. Fenómenos de interferencia. Empieza a hacerse fuerte la exclusión, que es una repulsión. En Fermi lo pensamos como una repulsión en p_0 . Pero ojo que empezamos con gas ideal.

Para bajas temperaturas y densidades altas es z grande (con $T \rightarrow 0$ es $\beta \rightarrow \infty$)



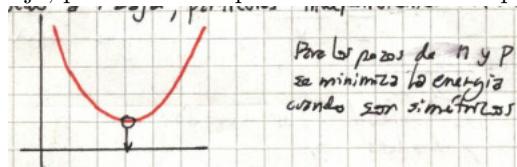
Es un escalón en los autoestados, no en las energías. La población es la que está restringida, no la energía.

Es como tener g gases independientes en el sistema



Fijémonos que siempre converge al clásico.

Hay un modelo del núcleo como gas de Fermi. Considera un núcleo a T baja, partículas independientes con un campo medio.



Para los pozos de neutrones y protones se minimiza la energía cuando son simétricos.

Notas de cuánticos (4)

En el gas de Fermi, con se tienen

$$\frac{PV}{kT} = 1 + \frac{1}{2^{5/2}} \frac{\lambda^3}{v} \quad \lambda^3/V \ll 1$$

mientras que el límite opuesto $\lambda^3/V \gg 1$ conduce a valores altos de z . Si por el contrario es $\lambda^3/V \leq 1$ se tiene que tomar toda la serie; el desarrollo del virial

$$\frac{PV}{kT} = \sum_{\ell} (-1)^{\ell} a_{\ell} \left(\frac{\lambda^3}{gV} \right)^{\ell-1} \quad \lambda^3 \sim 1/T^{3/2}$$

y cosechando términos del mismo orden nos lleva a que la presión de Fermi es mayor a la del gas ideal (un resultado cuántico) que se comporta para ...

En el gas de Bose se tienen para la población

$$\langle n_{\varepsilon} \rangle = \frac{Z e^{-\beta \varepsilon}}{1 - z e^{-\beta \varepsilon}} = \frac{1}{z^{-1} e^{\beta \varepsilon} - 1}$$

y separo una parte en la sumatoria que podría diverger

$$\begin{aligned} \frac{P}{kT} &= \frac{1}{\lambda^3} g_{5/2}(z) - \frac{1}{V} \log(1-z) \\ \frac{1}{V} &= \frac{1}{\lambda^3} g_{3/2}(z) + \frac{1}{v} \frac{z}{1-z} \end{aligned}$$

Si no hago la separación llego a la conclusión solamente

$$\frac{\lambda^3}{V} = g_{3/2}(z) + \frac{\lambda^3}{V} \langle v_0 \rangle$$

La condensación de Einstein-Bose requiere $\lambda^3/V > g_{3/2}(V, t)$ y depende de la dimensión del volumen posible. No hay condensación si no existe solución con poblaciones de los niveles tenues.

Acá en la carpeta parece que me estaba durmiendo y las notas están un poco desconexas.

- $T < T_c$ entonces tenemos $z = 1$ con

$$P(T) = \frac{kT}{\lambda^3} g_{5/2}$$

y como $\lambda^3 \propto T^{3/2}$ y es independiente de v tiende a cero con $T \rightarrow 0$

- $T = T_c$ (punto de transición)

$$P(T_c) = \frac{1}{2} \left(\frac{NkT_c}{V} \right)$$

que es la mitad de la del gas ideal.

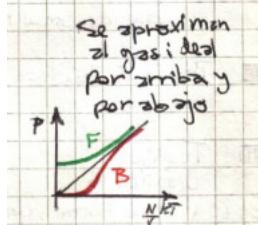
- $T > T_c$ lleva a

$$P(T) = \frac{NkT}{V} \frac{g_{5/2}}{g_{3/2}}$$

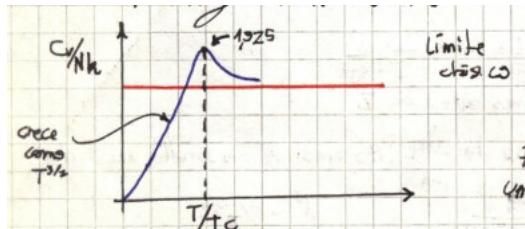
El fundamental está en pie de igualdad a los demás: están todos tenuemente poblados, entonces podemos usar el virial:

$$PV = NkT + \dots$$

y la presión para Fermi es por arriba, la presión para Bose está por debajo (hay una atracción efectiva) $PV = NkT - \dots$. Ambas se aproximan al gas ideal pero una por arriba y otra por debajo.



El calor específico converge al límite clásico



y se tiene

$$\frac{C_v}{Nk} = \frac{3}{2} \left(1 + 0.0814 \frac{\lambda^3}{v} + \dots \right)$$

Fermi no incluye transiciones, entonces tiene un comportamiento suave.

Digamos que Bose tiene medida la indistinguibilidad y la antisimetría de la función de onda. Eso se nota en la diferencia con Boltzmann.

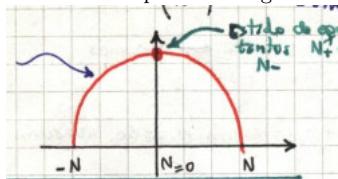
EJEMPLO 9.1 Problema 10 -comentario-

Es a T constante y $E \neq E(x)$. Para este problema es piola $A = F = U - TS$ aunque hablaremos de S en realidad.

La entropía medirá microestados $\Omega(N, N_+)$,

$$\frac{S}{k} = \log \Omega = \log \binom{N}{N_-} \quad x = (N_+ - N_-)a$$

donde x es una especie de longitud.



De acuerdo con la imagen, necesitaré hacer una fuerza en los laterales para sacar al sistema del equilibrio. Será $Z_C = \sum_x e^{-\beta E + S(x)}$ y entonces $dA = Fdx - SdT$ de modo que es

$$F = \frac{\partial A}{\partial x} \Big|_T$$

$$dA = -\frac{kT}{Z_C} \frac{\partial Z_C}{\partial x} = -\frac{kT}{Z_C} \sum_x \frac{\partial S}{\partial x} e^{-\beta E + S(x)}$$

y como la sumatoria final es el promedio $\langle \partial S / \partial x \rangle_{T,V,N}$

$$F = -kT \frac{\partial S}{\partial x} \Big|_{T,N}.$$

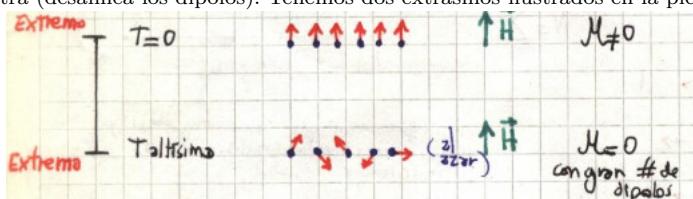
2.9.3 Mecánica estadística para medios magnéticos

EJEMPLO 9.2 Problema 6

El sistema serán N dipolos, cada uno con momento magnético μ de tal suerte que

$$E_{\text{MAG individual}} = -\mu \cdot H$$

donde cada dipolo intentará orientarse con el campo. La agitación térmica va en contra (desalinea los dipolos). Tenemos dos extremos ilustrados en la picture



El parámetro que controla es $\mu H / (kT)$ y los dos casos extremos representarán con T baja y H intenso se tiene $\mu H / (kT) \gg 1$ mientras que con T alta y H débil es $\mu H / (kT) \ll 1$.

El modelo más sencillo constará de N dipolos idénticos localizados (distinguibles) y orientables libremente (esto no vale en cuántica donde será discreto el número de orientaciones posibles). Los dipolos estarán en contacto con un baño térmico a temperatura

T

$$E = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i = \sum_{i=1}^N -\boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{H} = -\mu H \sum_{i=1}^N \cos \theta_i$$

donde θ_i es el ángulo que hace cada momento magnético de dipolo contra el campo H . Si la energía es aditiva puedo factorizar la función de partición,

$$Z_C(N) = [Z_C(1)]^N$$

donde $Z_C(1)$ es la función de un único dipolo y donde hay que notar que como son distinguibles no va el factor de buen conteo. El hecho de que no interactúen hace que pueda calcular uno solo y multiplicar por N .

$$Z_C(1) = \sum_{\theta} e^{\beta \mu H \cos \theta}$$

Este problema tiene un solo grado de libertad.

El momento magnético es $1/2$ y se tienen

$$M_z = N \mu \langle \cos \theta \rangle = \frac{N \mu \sum_{\theta} \cos \theta e^{\beta \mu H \cos \theta}}{\sum e^{\beta \mu H \cos \theta}}$$

El promedio puede calcularse con este truco de la derivada

$$M_z = N \mu \frac{\partial}{\partial(\beta \mu H)} (\log Z_C(1))$$

Hacemos el cálculo de la función de partición, el cálculo clásico (Langevin, 1905)

$$Z_C(1) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi e^{\beta \mu H \cos \theta} \sin \theta d\theta d\varphi$$

$$Z_C(1) = \frac{4\pi \sinh(\beta \mu H)}{(\beta \mu H)}$$

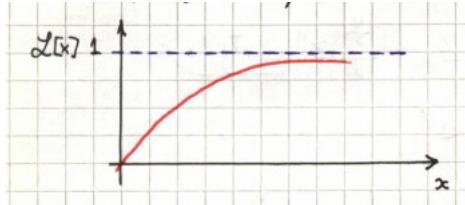
$$m_z = \frac{M_z}{N} = \mu \left[\coth(\beta \mu H) - \frac{1}{(\beta \mu H)} \right]$$

y se conoce lo siguiente

$$\mathcal{L}[x] \equiv \coth(x) - \frac{1}{x},$$

como “función de Langevin”.

El problema está gobernado por la variables $x \equiv (\beta \mu H) = \mu H / (kT)$ que es el *tour de force* entre el campo y la temperatura



Si se tiene

$$x \gg 1 \quad \mu H \gg kT \quad \rightarrow \quad \begin{cases} M_z \sim \mu N \\ \mathcal{L}[x] \sim 1 \end{cases}$$

y en cambio con

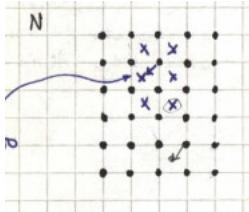
$$x \ll 1 \quad \mu H \ll kT \quad \rightarrow \quad \begin{cases} M_z \sim \frac{\mu^2 N}{3kT} H \\ m_z \sim \frac{\mu^2 n}{3kT} H \\ \mathcal{L}[x] \sim \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} \end{cases}$$

usualmente se define un M_z/V como una magnetización sobre unidad de volumen. En lo anterior, n es la densidad. Tenemos la ley de Curie,

$$\chi \equiv \lim_{H \rightarrow \infty} \left| \frac{\partial M_z}{\partial H} \right| \propto \frac{1}{T}.$$

EJEMPLO 9.3 Problema 11

Es una red cristalina. Los nodos son puntos de equilibrio estables. Algunas partículas saltan a otros puntos de la red, que se denominan “defectos”.



Consideramos N átomos en sus posiciones y N' sitios intersticiales. La producción de un defecto es cuando un átomo va a un sitio intersticial. Se tiene

$$\langle E \rangle = W \langle n \rangle$$

donde W es la energía para producir un defecto y $\langle n \rangle$ es el número medio de defectos.

Si tengo un sistema con n defectos, cuántas configuraciones me puedo generar con n defectos: será la función de partición $\Omega(n)$

$$\Omega(n) = \binom{N}{n} \binom{N'}{n}$$

$$Z_C(N) = \sum_{\mu-\text{estados}} e^{-\beta E_\mu} = \sum_E \Omega(E) e^{-\beta E} = \sum_n \Omega(n) e^{-\beta W n}$$

pero $\Omega(n)$ tiene combinatorios, entonces

$$\langle n \rangle = -\frac{\partial}{\partial(\beta W)} \log(Z_C)$$

Usando la paroximación termodinámica

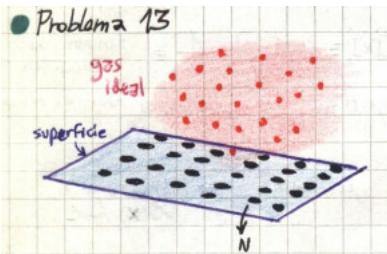
$$\sum \Omega(n) e^{-\beta W n} \sim \Omega(n_0) e^{-\beta W n}$$

donde se supone que el sistema no tomará cualquier energía sino que al estar en contacto con un baño térmico su energía será cercana a la del baño. Es decir que estoy considerando un único término cuando $N \rightarrow \infty$. Entonces buscaré n_0 tal que

$$\binom{N}{n_0} \binom{N'}{n_0} e^{-\beta W n_0}$$

sea un máximo. Ese tal n_0 maximizará $\log(\Omega(n) e^{-\beta W n})$ y veremos que sea da $n_0 = \langle n \rangle$.

La distribución de energías será una distribución normal centrada en la del baño; el ancho de la distribución se anula con $N \rightarrow \infty$ puesto que es eso lo que hace equivalente al canónico con el microcanónico.

EJEMPLO 9.4 Problema 13

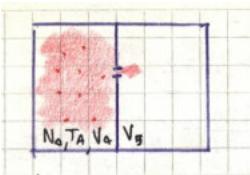
En el equilibrio es $\mu_{\text{gas}} = \mu_{\text{sup}}$ donde el primero es dato. Como la superficie varfía la N necesitaré la gran canónica

$$Z_{GC} = \sum_n z^n Q_N(T).$$

No mucho más para decir aquí.

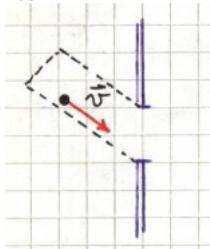
EJEMPLO 9.5 Problema 2 -parcial-

Como $\int \int f d^3x d^3v = 1$ entonces ya era una probabilidad.



El flujo nos dará la cantidad de partículas. Luego se llevan energía cinética, entonces había que usar equipartición para relacionar temperatura y energía.

Otro modo de hacer el cálculo es considerando $v_x > 0$ y que tienen que estar contenidos en el cilindrete $atv_x f(\mathbf{x}, \mathbf{v})d^3v$ que es la probabilidad de tener una partícula con velocidad \mathbf{v} en condiciones de salir. Luego, $N_A atv_x f(\mathbf{x}, \mathbf{v})d^3v$ es el número de átomos.



Será,

$$N_B = at \frac{N_A}{V_A} \left(\frac{1}{2\pi\sigma^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty dv_x v_x e^{-v_x^2/(2\sigma^2)} \int_{-\infty}^\infty dv_y e^{-v_y^2/(2\sigma^2)} \int_{-\infty}^\infty dv_z e^{-v_z^2/(2\sigma^2)}$$

de manera que

$$N_B = at N_A \langle v_x \rangle_{x>0} = at n_A \sqrt{\frac{kT_A}{2\pi m}}$$

de lo que se deducen,

$$E_B = atN_A \left\langle \frac{mv^2}{2} v_x \right\rangle_{x>0} = atm n_A \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma^3$$

$$T_B = \frac{2}{3} \frac{E_B}{kN_B} = \frac{4}{3} T_A.$$

Capítulo 3

Gases clásicos ideales

3.1 Fluidos clásicos –reacomodar–

Empezamos con las funciones de distribución (en el ensamble canónico). Sabemos que

$$\left(\frac{e^{-\beta V}}{Z_N} \right) d^3q_1 d^3q_2 \dots d^3q_N = \# \text{ de microestados tales que '1' está en } \vec{q}_1, \text{ etc.}$$

donde los momentos están integrados y se cumple

$$V = \sum_{i < j}^N v_{ij}.$$

Pero ahora

$$\left[\int d^3q_{l+1} d^3q_{l+1} \dots d^3q_N \frac{e^{-\beta V}}{Z_N} \right] d^3q_1 d^3q_2 \dots d^3q_l =$$

de partículas tales que '1' está en \vec{q}_1 , la 'l' en q_l y las otras en cualquier parte

Como las partículas son indistinguibles agregamos

$$\frac{N!}{(N-l)!} \left[\int d^3q_{l+1} d^3q_{l+1} \dots d^3q_N \frac{e^{-\beta V}}{Z_N} \right] d^3q_1 d^3q_2 \dots d^3q_l = \# \text{ de partículas ...}$$

y así definimos

$$\rho^{[1]}(q_1, \dots, q_l, V, T) \equiv \frac{N!}{(N-l)!} \frac{1}{Z_N} \int d^{3N}q_{l+1} \dots d^{3N}q_N e^{-\beta V}$$

que es la función de distribución de l cuerpos.

$$\rho^{[1]}(q_1, V, T) = \frac{N}{Z_N} \int d^{3N} q_2 \dots d^{3N} q_N e^{-\beta V}$$

y entonces

$$\int dq_1 \rho^{[1]}(q_1, V, T) = N \quad \text{normalización}$$

Definimos

$$\rho^{[l]} = \left(\frac{N}{V}\right)^l g^{[l]} \quad g^{[l]} = \frac{\rho^{[l]}}{\rho^l} \quad N = \frac{N}{V} \int dq_1 g^{[1]}(q_1)$$

$\rho^{[1]} = \text{cte. entonces}$
 $N = \int dq_1 \rho^{[1]}$ y $N/V = \rho^{[1]}$,
 lo cual es muy razonable.

$g^{[l]}$ es una especie de
 densidad relativa.

3.1.1 Análisis de $g^{[2]}(\vec{q}_1, \vec{q}_2)$

Se puede medir mediante scattering de rayos X. Con un potencial esférico

$$V(\vec{q}_1, \vec{q}_2) = V(|\vec{q}_1 - \vec{q}_2|) = V(q)$$

donde q es coordenada relativa y entonces

$$\rho^{[2]} = \left(\frac{N}{V}\right)^2 g^{[2]}(q_1, q_2) = \left(\frac{N}{V}\right)^2 g(q)$$

$$\int dq_1 dq_2 \rho^2 g^{[2]} = N(N-1) \quad 4\pi \int dq q^2 \rho g(q) = N(N-1)$$

$$4\pi \int dq q^2 \rho g(q) \cong N \quad \text{esféricas}$$

Ahora $g(q)\rho^2$ da la probabilidad de que dada una partícula en 'O' tenga otra a distancia q . Es una probabilidad conjunta. Los casos límite serán

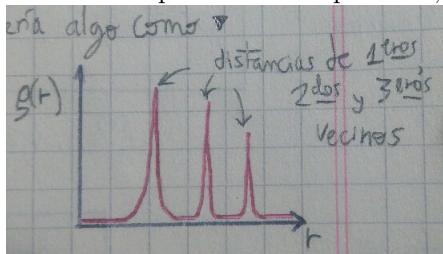
$\rho^{[2]} = \rho^{[2]}(q_1, q_2, V, T)$ pero
 en un gas ideal es
 $\rho^{[1]}(q_1, V, T)\rho^{[1]}(q_2, V, T)$ lo
 que significa que no hay
 correlación.

- $q \rightarrow 0 \quad g \rightarrow 0$ Por la repulsión del carozo
- $q \rightarrow \infty \quad g \rightarrow 1$ Por el desvanecimiento del potencial (a gran distancia el sistema se ve homogéneo)

DIBUJO

Para un líquido da algo como esto. El valor de σ sería como la separación a primeros vecinos.

Para un sólido sería algo como esto (ver debajo), donde los picos están asociados a la separación entre primeros, segundos y terceros vecinos.

**3.1.2 La termodinámica y $g(q)$**

$$\mathcal{H} = K(p) + V(q)$$

$$E = \langle \mathcal{H} \rangle = \frac{\int d^{3N}p \int d^{3N}q e^{-\beta K - \beta V} (K + V)}{\int d^{3N}p \int d^{3N}q e^{-\beta K - \beta V}} = \frac{\int d^{3N}p \int d^{3N}q e^{-\beta K - \beta V} K + \int d^{3N}p \int d^{3N}q e^{-\beta K - \beta V} V}{\int d^{3N}p e^{-\beta K} \int d^{3N}q e^{-\beta V}}$$

$$E = \langle K \rangle + \frac{\int d^{3N}q e^{-\beta V} V}{Z_N}$$

$$-\frac{\partial}{\partial \beta} \log Z_N = -\frac{1}{Z_N} \int d^{3N}q e^{-\beta V} (-V) = kT^2 \frac{\partial}{\partial T}$$

$$E = \langle K \rangle + kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\log Z_N)$$

$$\langle V \rangle = \frac{\int d^{3N}q e^{-\beta V} V}{Z_N} = \frac{\int d^{3N}q e^{-\beta \sum_{i < j}^N V_{ij}} \sum_{i < j}^N V_{ij}}{Z_N} = \sum_{i < j}^N \frac{\int d^{3N}q e^{-\beta V} V_{ij}}{Z_N}$$

La sumatoria en V_{ij} me la puedo sacar de encima.

$$\langle V \rangle = \frac{(N-1)N}{2} \frac{\int d^{3N}q e^{-\beta V} V_{ij}}{Z_N}$$

Metemos la expresión para $\rho^{[2]}$

$$\rho^{[2]} = \frac{N!}{(N-2)!} \frac{1}{Z_N} \int dq_3^3 \dots d^3 q_N e^{-\beta V}$$

$$\begin{aligned}
\langle V \rangle &= \frac{(N-1)N}{2} \int d^3q_1 d^3q_2 \left(\frac{1}{Z_N} \int dq_3^3 \dots d^3q_N e^{-\beta V} \right) V_{ij} \\
\langle V \rangle &= \frac{(N-1)N}{2} \int d^3q_1 d^3q_2 \frac{(N-2)!}{N!} \rho^2 g^{[2]}(q_1, q_2) V_{12} \\
\langle V \rangle &= \frac{1}{2} \int d^3q_1 d^3q_2 \rho^2 g^{[2]}(q_1, q_2) V_{12} = \frac{1}{2} \int 4\pi dr r^2 \rho N g(r) V(r) \\
\langle V \rangle &= \frac{N^2}{2V} \int 4\pi r^2 g(r) V(r) dr \\
E &= \frac{3}{2} N k T + \frac{N \rho}{2} \int_0^\infty 4\pi r^2 g(r) V(r) dr
\end{aligned}$$

siendo la integral del rhs la energía de interacción de una partícula con las demás sumada sobre todas las partículas.

La determinación de la presión se hace merced a

$$p = - \left. \frac{\partial A}{\partial V} \right|_{N,T}, \quad A = -kT \log[Q_N(V, T)] \quad p = kT \frac{1}{Q_N} \frac{\partial}{\partial V} [Q_N(V, T)]$$

pero la dependencia del volumen se halla en la parte espacial de modo que

$$\begin{aligned}
p &= kT \frac{1}{Z_N} \frac{\partial}{\partial V} [Z_N(V, T)] \\
Z_N &= \int d^{3N}q e^{\beta V} = \int_0^{V^{1/3}} dq_1 \int_0^{V^{1/3}} dq_2 \dots \int_0^{V^{1/3}} dq_{3N} e^{-\beta \sum_{i < j}^N V_{ij}(q_{ij})}
\end{aligned}$$

y cambiando variables con $r = q/V^{1/3}$ que lleva a $dq = V^{1/3}dr$

$$Z_N = V^N \int_0^1 d^{3N}r e^{-\beta \sum_{i < j}^N V_{ij}(V^{1/3}r_{ij})}$$

$$\begin{aligned}
A &= T - TS \text{ y entonces} \\
dA &= dU - TdS - SdT = \\
&\quad -pdV + \mu dN - SdT \text{ y} \\
\text{entonces } p &= -\partial A / \partial V
\end{aligned}$$

Capítulo 4

Gases imperfectos

4.1 Cuánticos –reubicar

Ensamble de \mathcal{N} sistemas ($k = 1, 2, \dots, \mathcal{N}$). Cada uno tiene su estado descripto por

$$\Psi^k(\mathbf{x}, t), \quad \hat{H}\Psi^k = i\hbar \frac{\partial\Psi^k}{\partial t} \quad \forall k$$

Si son estados puros entonces

$$\Psi^k = \sum_n a_n(t) \phi_n(\mathbf{x}) \quad \{\phi_n\} \text{ set ortonormal}$$

Un estado puro es superposición coherente de una base

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_m^k = \sum_n H_{mn} a_n^k$$

El sistema k -ésimo puede describirse a partir de Ψ^k o bien a partir de los coeficientes $\{a_n\}$.

Definimos un operador de densidad,

$$\rho_{mn} \equiv \sum_{k=1}^{\mathcal{N}} p_k a_m^k (a_n^k)^*$$

el cual proviene de

$$\hat{\rho}_{mn} = \sum_{k=1}^{\mathcal{N}} p_k |\Psi^k\rangle \langle \Psi^k|$$

Todos son la misma combinación lineal de la base.

Promedio en el ensamble de la interferencia cuántica entre ϕ_m y ϕ_n . p_k es la probabilidad del estado k .

Puede verse que se cumple

$$i\hbar\dot{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}],$$

un teorema de Liouville cuántico.

Sea el valor medio de \hat{G}

$$\langle G \rangle_{ENS} = \sum_{k=1}^N p_k \langle G \rangle_k = \sum_{k=1}^N p_k \langle \Psi^k | \hat{G} | \Psi^k \rangle_k = \sum_k p_k \int \sum_i a_i^{k*} \phi_i^* \hat{G} \sum_j a_j^k \phi_j dx$$

$$\langle G \rangle_{ENS} = \sum_k p_k \sum_i \sum_j a_i^{k*} a_j^k \int \phi_i^* G \phi_j dx = \sum_i \sum_j \left(\sum_k p_k a_i^{k*} a_j^k \right) G_{ij}$$

$$\langle G \rangle_{ENS} = \sum_i \sum_j \rho_{ij} G_{ij} = \text{Traza } (\hat{\rho} \hat{G}) = \sum_i [\rho G]_{ii}$$

Ahora, si el conjunto $\{\phi_n\}$ fuesen autoestados de \hat{G} entonces

$$\int dx \phi_i^* G \phi_j = \int dx \phi_i^* \phi_j g_j = \delta_{ij} g_j = g_i$$

$$\langle G \rangle_{ENS} = \sum_k p_k \sum_i a_i^{k*} a_i^k g_i = \sum_k p_k \sum_i |a_i^k|^2 g_i$$

La matriz densidad $\hat{\rho}$ se define de modo que sus elementos ρ_{ij} resultan

$$\langle \phi_i | \hat{\rho} | \phi_j \rangle = \sum_{k=1}^N p_k \langle \phi_i | \Psi^k \rangle \langle \Psi^k | \phi_j \rangle = \sum_{k=1}^N p_k \int dx \phi_i^* \sum_l a_l^k \phi_l \int dx' \phi_j \sum_m a_m^k \phi_m^*$$

$$\langle \phi_i | \hat{\rho} | \phi_j \rangle = \sum_{k=1}^N p_k \sum_l \sum_m a_l^k a_m^{k*} \int dx \phi_i^* \phi_l \int dx' \phi_j \phi_m^* = \sum_{k=1}^N p_k \sum_l \sum_m a_l^k a_m^{k*} \delta_{il} \delta_{jm}$$

$$\rho_{ij} = \sum_k p_k a_i^k a_j^{k*}$$

El primer postulado de la QSM es asegurarse de que $\rho_{ij} \propto \delta_{ij}$, es decir que EN PROMEDIO no hay correlación entre funciones $\{\phi_i\}$ para diferentes miembros k del ensamble. El elemento ρ_{ij} es el promedio en el ensamble de la interferencia entre ϕ_i y ϕ_j .

En la práctica los ensambles serán mezcla, una superposición de estados puros pero incoherente, de modo que

$$\hat{\rho} = \sum_{k=1}^N p_k |\Psi^k\rangle \langle \Psi^k| \quad p_k \geq 0 \quad \sum_k p_k = 1$$

Es muy difícil preparar un ensamble puro.

donde p_k serán las *abundancias relativas* de los estados puros Ψ^k .

Para un ensamble puro sería

$$\hat{\rho} = |\Psi\rangle\langle\Psi|$$

donde no hay supraíndice k puesto que todos son el mismo estado.

Un estado puro puede escribirse

$$\Psi^k = \sum_n a_n \phi_n, \quad \text{o bien} \quad |\Psi^k\rangle = \sum_n a_n |\phi_n\rangle$$

y sabemos que el valor de expectación será

$$\langle A \rangle_k = \langle \Psi^k | \hat{A} | \Psi^k \rangle = \int dx \Psi^{k*} A \Psi^k$$

Un estado mezcla será en cambio

$$|\xi\rangle \cong \sum_n p_n |\phi_n\rangle \tag{1.1}$$

donde $\sum_n p_n = 1$ y $p_n \in \mathbb{R} > 0$. Pero $|\xi\rangle$ no es un estado de sistema como Ψ^k pues

$$|\xi\rangle \neq \sum_n c_n |\phi_n\rangle \tag{1.2}$$

no hay cambio de base que lleve (1.1) al miembro derecho de (1.2). Entonces

$$\langle A \rangle_\xi \neq \langle \xi | \hat{A} | \xi \rangle$$

Pero como en la práctica lo que se tiene son estados mezcla, la matriz de densidad $\hat{\rho}$ permite trabajar con ellos tranquilamente.

Sea que evaluamos el valor medio de $\hat{G} = \hat{\mathcal{H}}$ que será la energía $\langle E \rangle$ en autoestados de $\hat{\mathcal{H}}$.

$$\langle \hat{\mathcal{H}} \rangle_{ENS} = \langle E \rangle = \sum_k p_k \sum_i \sum_j a_i^{k*} a_j^k \int \phi_i^* \phi_j E_j = \sum_k p_k \sum_j a_j^{k*} a_j^k E_j$$

$$\langle E \rangle = \sum_k p_k \sum_j a_j^{k*} a_j^k E_j = \sum_j \left(\sum_k p_k a_j^{k*} a_j^k \right) E_j = \sum_j \rho_{jj} E_j$$

Se tiene que $\hat{\rho}$ es diagonal para un operador \hat{G} tal que utilizamos la base de autoestados.

Querremos que esto valga para cualquier base entonces necesitaremos que las fases sean números aleatorios:

$$\rho_{ij} = \sum_k^N p_k a_i^{k*} a_j^k = \sum_k^N p_k |a_i^k| |a_j^k| e^{i(\theta_i^k - \theta_j^k)}$$

y así además son equiprobables (microcanónico) los estados base accesibles,

$$p_k = \frac{1}{\mathcal{N}} \quad \text{y} \quad |a_i^k| = |a_i| \quad \forall k$$

y asimismo pedimos que para cada miembro del ensamble la amplitud sea la misma, se tiene

$$\rho_{ij} = |a_i| |a_j| \frac{1}{\mathcal{N}} \sum_k^N e^{i(\theta_i^k - \theta_j^k)} = |a_i| |a_j| \delta_{ij}$$

donde se han usado fases al azar, de modo que

$$\rho_{ij} = |a_i|^2 \delta_{ij} = \rho_i \delta_{ij}$$

y entonces

$$\begin{cases} \rho_i = \frac{1}{\Gamma} \\ \rho_i = 0 \end{cases}$$

**Esto no está consistente:
colapsas la delta o no,
papi?**

Entonces ρ_i será la probabilidad del estado de base ϕ_i . Se sigue que el operador densidad del microcanónico puede escribirse

$$\hat{\rho} = \sum_i |a_i|^2 |\phi_i\rangle \langle \phi_i|$$

de manera que es una superposición incoherente de estados de la base $\{\phi_i\}$

$$\hat{\rho} = \sum_i \rho_i |\phi_i\rangle \langle \phi_i|$$

y al final del día

$$\rho_{kl} = \langle \phi_k | \hat{\rho} | \phi_l \rangle = \sum_i \rho_i \langle \phi_k | \phi_i \rangle \langle \phi_i | \phi_l \rangle = \sum_i \rho_i \delta_{ki} \delta_{il} = \rho_k \delta_{kl}$$

$$\Omega = 1 \text{ ensamble puro} \qquad S = k \log \Omega = 0$$

$$\rho_{mn} = \frac{1}{\mathcal{N}} \sum_k^N a_m^{k*} a_m^k = a_m a_n^*$$

si es la misma $\Psi \forall k$ el sistema se halla en una combinación lineal de ϕ_n , o bien

$$\rho_{mn} = |a_m|^2 \delta_{mn}$$

el sistema se halla en un único autoestado ϕ_n

$$\Omega > 1 \text{ ensamble mezcla}$$

4.1.1 Resumen formalismo

$$\rho_{ij} = \rho_i \delta_{ij}$$

$$\rho_i = \frac{1}{\Omega} \quad \text{Microcanónico}$$

$$\rho_i = \frac{e^{-\beta E_i}}{Q_N(V, T)} \quad \text{Canónico}$$

$$\rho_i = \frac{e^{-\beta E_i + \beta \mu N_i}}{\Xi(z, V, T)} \quad \text{Gran canónico}$$

$$\hat{\rho} = \sum_i |\phi_i\rangle \rho_i \langle \phi_i| \quad \text{Traza } (\hat{\rho}) = 1 \text{ bien normalizado}$$

$$\hat{\rho} = \frac{1}{\Omega} \sum_i^{\text{ACC}} |\phi_i\rangle \langle \phi_i| = \frac{1}{\Omega} \hat{\mathbb{1}}^{\text{ACC}} \quad \text{Tr } (\hat{\rho}) = 1$$

donde $\hat{\mathbb{1}}^{\text{ACC}}$ es una indentidad con 0 para los sitios de la diagonal donde no hay estado accesible. Luego $\text{Traza } (\hat{\mathbb{1}}^{\text{ACC}}) = \Omega$. Para los otros dos casos,

$$\hat{\rho} = \frac{e^{-\beta E_i}}{Q_N(V, T)} \sum_i^{\text{ACC}} |\phi_i\rangle \langle \phi_i| = \frac{e^{-\beta E_i}}{Q_N(V, T)} \hat{\mathbb{1}}^{\text{ACC}} \quad \text{Tr } (\hat{\rho}) = \frac{1}{Q_N} \text{Tr } (e^{-\beta E_i} \hat{\mathbb{1}}^{\text{ACC}})$$

$$\hat{\rho} = \frac{e^{-\beta E_i + \beta \mu N_i}}{\Xi(z, V, T)} \sum_i^{\text{ACC}} |\phi_i\rangle \langle \phi_i| = \frac{e^{-\beta E_i + \beta \mu N_i}}{\Xi(z, V, T)} \hat{\mathbb{1}}^{\text{ACC}} \quad \text{Tr } (\hat{\rho}) = \frac{1}{\Xi} \text{Tr } (e^{-\beta E_i + \beta \mu N_i} \hat{\mathbb{1}}^{\text{ACC}})$$

El conteo de estados se hace cuánticamente de modo que no hay paradoja de Gibbs. Los estados accesibles en el microcanónico (Ω) son tales que sus probabilidad es

$$|a_i|^2 = \frac{1}{\Omega} \quad \forall i \text{ accesible}$$

Serán aquellos de la base $\{\phi_i\}$ en cuestión tales que la energía resulte vale entre E y $E + \Delta E$.

Los dos postulados

- i) Equiprobabilidad
- ii) Fases al azar

aseguran que no hay correlación entre las funciones $\{\phi_i\}$ (en promedio).

4.2 Gases reales

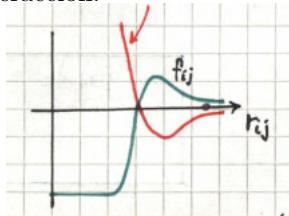
Función canónica de un gas real. Surge una integral configuracional

$$Z_N = \int d^3q_1 \dots d^3q_N e^{-\beta \sum_{i < j} V_{ij}}$$

En el gran canónico tenemos $\Xi(Z_N)$. Potencial de Lenard-Jones

$$\frac{1}{r^{12}} - \frac{1}{r^6}$$

Definimos $f_{ij} = e^{-\beta V_{ij}} - 1$ y expresamos todo en términos de f_{ij} . Esta última tiene el mismo rango que el potencial de interacción. De alguna manera esto que haremos es un desarrollo en serie del potencial de interacción.



Estudiamos con los N-grafos.

Consideramos un hamiltoniano

$$H = \sum_i^N \frac{p_i^2}{2m} + \sum_i V_{ij},$$

donde V_{ij} depende de $|r_i - r_j|$. Es un modelo clásico pero consideramos interacción. La función de partición no se factoriza como el producto de funciones de una partícula justamente debido a la interacción.

Metemos grafos ahora y llegaremos a una expresión para los coeficientes del virial. El gas real lo estudiamos clásicamente, entonces

$$Q_N = \frac{1}{N!h^{3N}} \int d^{3N}qd^{3N}p e^{-\beta H(p,q)}$$

si bien aparece h (constante de Planck) no hablamos de funciones de onda; como sí sucede en una expansión cuántica. Se integra en los momentos y resulta

$$Q_N = \frac{1}{N!\lambda^{3N}} \int d^{3N}q e^{-\beta \sum_{i < j} v_{ij}}$$

donde λ absorbe muchas constantes. Luego,

$$Q_N(V, T) = \frac{Z_N}{N!\lambda^{3N}},$$

con Z_N la función de partición o integral configuracional.

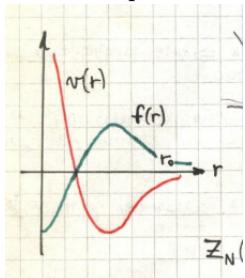
El kid de la cuestión será hallar expresión para Z_N que sea manejable. Pasaremos al gran canónico

$$\Xi(z, V, T) = \sum_{N=0}^{\infty} \left(\frac{z}{\lambda^3} \right)^N \frac{Z_N}{N!}$$

y usaremos la definición f_{ij} que es de Mayer (1937) y vemos que sucede que

- $f_{ij} = 0$ si $v_{ij} = 0$
- No diverge
- $f_{ij} \sim 0$ con $r \gg r_0$
- $f_{ij} \approx 0$ con $kT \gg v_{ij}$ (altas temperaturas)

Todo esto parece razonable para los límites conocidos



La integral configuracional es un producto entre números de pares de partículas posibles

$$Z_N = \int d^{3N}q \prod_{i < j} (1 + f_{ij}),$$

la cual tendrá $(N - 1)N/2$ productos y $2^{N(N-1)/2}$ términos sumando de modo que serán esa cantidad de integrales

Cada grafo puede verse en una matriz de adyacencias M_{ij}

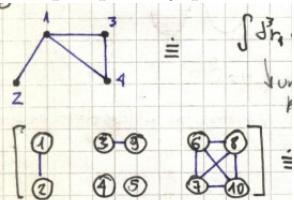
$N=2 \rightarrow$	1 producto y 2^1 términos
$N=3 \rightarrow$	3 productos y $2^3 = 8$ términos
$N=4 \rightarrow$	6 productos y $2^6 = 64$ términos
$N=10 \rightarrow$	45 productos y $2^{45} \cong 3.5 \cdot 10^{13}$ términos

O sea que la integral es una cosa del tipo

$$Z_N = \int d^{3N}r [1 + (f_{12} + f_{13} + f_{23} + \dots) + (f_{12}f_{13} + f_{12}f_{11} + \dots) + \dots]$$

y para hacer esta cuenta se asocia una integral con un grafo de N partículas.

Por ejemplo tenemos un grafo de cuatro partículas y un grafo que se factoriza porque hay partes desconexas



que representan un 4-grafo

$$\int d^3r_1 d^3r_2 d^3r_3 d^3r_4 f_{12} f_{13} f_{34} f_{14},$$

y un 10-grafo

$$\int d^3r_1 \dots d^3r_{10} f_{39} f_{67} f_{68} f_{12} \dots$$

La factorización de este lleva a

$$= [1-2][3-9][4][5][6-8][7-10] \\ (z) (z) (1) (1) (1)$$

donde cada uno es un *cluster* (racimo). Un ℓ -cluster es un grupo de ℓ partículas que están conectadas de modo que no se puede descomponer.

Cada grafo puede descomponerse en clusters y la función de partición puede expresarse como la suma de todos los posibles distintos grafos donde cada grafo puede factorizarse en clusters.

Es conveniente definir entonces una integral de cluster (racimo) que son las b_ℓ

Cada uno de los N-grafos (integrales) puede factorizarse en l-racimos (l-grafo conexo).

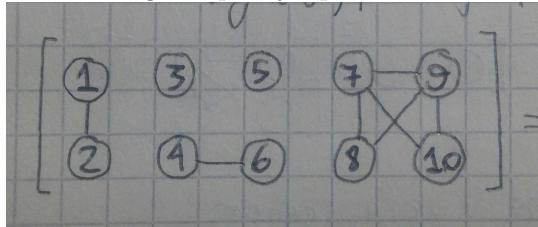
La forma de asignar los índice será:

$$\frac{N!}{[(1!)^{m_1} (2!)^{m_2} \dots] m_1! m_2! \dots}$$

donde el corchete son permutaciones en el racimo y lo otro son permutaciones entre racimos. Al final del día será,

$$\frac{PV}{kT} = \frac{\sum z^\ell b_\ell}{\sum \ell z^\ell b_\ell}.$$

Un dado N-grafo, por ejemplo



$$\int d^3r_1 d^3r_2 f_{12} \int d^3r_3 \int d^3r_4 d^3r_6 f_{46} \int d^3r_5 \times \\ \int d^3r_7 d^3r_8 d^3r_9 d^3r_{10} f_{78} f_{79} f_{710} f_{89} f_{910}$$

tiene dos 1-racimo, dos 2-racimos y un 4-racimo.

Un dado l-racimo tendrá al menos l-1 términos f_{ij} para asegurar la conexión. El máximo será $l(l - 1)/2$. Se cumple

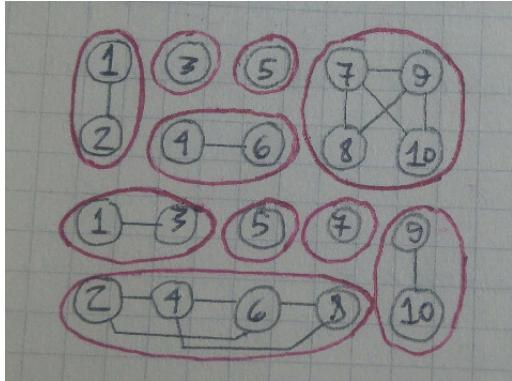
$$N = \sum_{l=1}^N l \cdot m_l \quad \text{suma en racimos} \quad (2.1)$$

siendo l el número de partículas del racimo y m_l el número de l-racimos y sujetos a

$$N = 1 \cdot 2 + 2 \cdot 2 + 4 \cdot 1 = 10 \quad \{m_l\} = (2, 2, 0, 1, 0, 0, 0, 0, 0, 0)$$

Cada integral puede verse como un grafo. Anoté que esto puede verse bien del libro de Pathria.

Términos f_{ij} son los links en el lenguaje de grafos.



Claramente separando en racimos cuento las partículas con (2.1).

Pero el set $\{m_l\}$ tiene degeneración pues es equivalente a este otro arreglo de racimos.

Se definen las integrales de racimo como

$$b_l = \frac{1}{l! \lambda^{3l-3} V} [\text{ suma de todos los l-racimos posibles }]$$

donde sumar los l-racimos es en todas las configuraciones de l-bolas conexas DIBUJITO.

$$b_1 = \frac{1}{1! \lambda^0 V} \int d^3 r_1 \leftarrow \sum [1]$$

$$b_2 = \frac{1}{2! \lambda^3 V} \int d^3 r_1 d^3 r_2 f_{12} \leftarrow \sum [1] -- [2]$$

$$b_3 = \frac{1}{3! \lambda^6 V} \int d^3 r_1 d^3 r_2 d^3 r_3 (f_{12}f_{23} + f_{12}f_{13} + f_{13}f_{23} + f_{12}f_{13}f_{23}) \\ \leftarrow \sum_{\text{perm. etiqu.}} [\square - \square + \square - \square - \square]$$

$$\left[\begin{array}{c} (1) \\ (2)(3) \end{array} + \begin{array}{c} (1) \\ (2)(3) \end{array} + \begin{array}{c} (1) \\ (2)(3) \end{array} + \begin{array}{c} (1) \\ (2)(3) \end{array} \right]$$

Un par de cosas. Podemos definir un b_ℓ especial tal que

$$b_\ell(T) \equiv \lim_{V \rightarrow \infty} b_\ell(V, T) = \text{finito}$$

Además el b_2 se puede referir a coordenadas del centro de masa y así resulta

$$b_2 = \frac{1}{2! \lambda^3 V} \int d^3 r_{12} f_{12}.$$

Cada N-grafo se divide en varios l-racimos. Un l-racimo tendrá de 1 a N partículas.

Cambiar los boxed por circled!!!

Sea $S(\{m_l\})$ la suma de todos los l-racimos compatibles con el conjunto $\{m_l\}$

$$S(\{m_l\}) = \sum_{\text{perm. conectores.}} [\square]^2 \cdot [\square--]^2 [\square---]^1$$

donde los conectores se permutan dentro de cada racimo.

$$Z_N = \int d^3q_1 d^3q_2 \dots d^3q_N (1 + f_{12} + f_{13} + \dots + f_{12}f_{13} + \dots)$$

Tenemos $2^{N(N-1)/2}$ integrales

$$Z_N = \int d^3q_1 1 + \int d^3q_2 f_{12} + \dots + \int d^3q_N f_{12}f_{13}$$

Cada integral es un N-grafo (N bolas unidas por un número m de links (m es igual al número de f_{ij})).

Cada N-grafo se factoriza en l-racimos y se puede escribir

$$N = \sum_{l=1}^N l \cdot m_l \quad \text{suma en racimos}$$

siendo l el número de partículas en el racimo l y m_l el número de l-racimos.
El conjunto $\{m_l\}$ es la distribución de l-racimos de un grafo

$$1. \text{ es } \{m_l\} = (N, 0, 0, \dots, 0) \quad \text{tiene } N \text{ 1-racimos}$$

$$2. \{m_l\} = (N - 2, 1, 0, \dots, 0) \quad \text{tiene } N - 2 \text{ 1-racimos y 1 2-racimo}$$

$$3. \{m_l\} = (N - 3, 0, 1, \dots, 0) \quad \text{tiene } N - 3 \text{ 1-racimos y 1 3-racimo}$$

$$N = N \cdot 1$$

$$N = (N - 2) \cdot 1 + 1 \cdot 2$$

$$N = 1 \cdot (N - 3) + 3 \cdot 1$$

Sea $S(\{m_l\})$ la suma de todos los l-racimos compatibles con un conjunto $\{m_l\}$ dado,

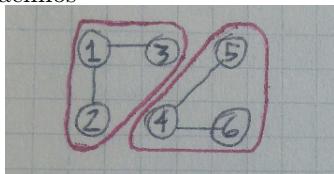
$$S(\{m_l\}) = \sum_{\text{perm. conectores.}} [\square]^{m_1} \cdot [\square--]^{m_2} [\square---]^{m_3} \times \dots$$

Por ejemplo, para $m_3 = 2$ (dos 3-racimos)

$$\begin{aligned}
 & \text{Diagramas para } 3\text{-racimos:} \\
 & \begin{array}{c} 1 \\ 2 \quad 3 \end{array} = \diagup + \diagdown + \diagup + \diagdown \\
 & \begin{array}{c} 1 \\ 2 \quad 3 \\ 4 \quad 5 \quad 6 \end{array} = \diagup + \diagdown + \diagup + \diagdown \\
 \Rightarrow & \begin{array}{c} \diagup \diagdown + \diagdown \diagup + \diagup \diagdown + \diagup \diagdown \\ \diagdown \diagup + \diagup \diagdown + \diagup \diagdown + \diagup \diagdown \\ \diagup \diagdown + \diagdown \diagup + \diagdown \diagup + \diagdown \diagup \\ \diagdown \diagup + \diagup \diagdown + \diagup \diagdown + \diagup \diagdown \end{array}
 \end{aligned}$$

lo que da un total de 16 términos.

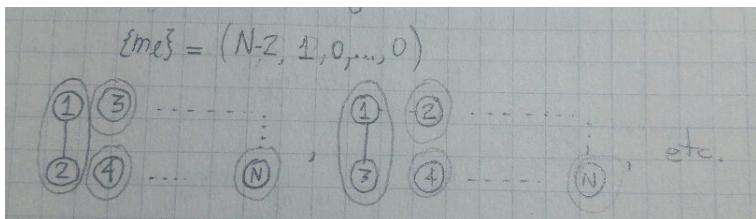
Esto da el número de formas de construir un 6-grafo compuesto de dos 3-racimos



Cada set $\{m_l\}$ define un conjunto de $R = \sum m_l$ racimos correspondiente a un conjunto de N-grafos. Así:

$$\{m_l\} = (N - 2, 1, 0, \dots, 0)$$

representa



una gran cantidad de N-grafos dada por permutar etiquetas. Pero si quiero economizar cuentas similares consideraré un factor

$$\frac{1}{1^{m_1} 2^{m_2} 3^{m_3} \dots N^{m_N}}$$

por permutaciones de índices en cada racimo

$$\frac{1}{m_1!m_2!...m_N!}$$

por permutaciones de índices entre racimos iguales.

Para el ejemplo es

$$\frac{1}{1!^{N-1}2!^1} \frac{1}{(N-2)!1!}$$

Entonces

$$S(\{m_l\}) = \frac{1}{1!^{m_1}2!^{m_2}3!^{m_3}...N!^{m_N}} \frac{1}{m_1!m_2!...m_N!} [\square]^{m_1} \times [\square--]^{m_2} \times ...$$

$$S((N-2, 1, 0, ..., 0)) = \frac{N(N-1)}{2!} [\square]^{m_1} \times [\square--]^{m_2} \times [\square---]^{m_3} \times ...$$

Recordando

$$b_l = \frac{1}{l!\lambda^{3(l-1)}V} \cdot (\text{ Suma de todos los l-racimos })$$

será

$$S(\{m_l\}) = \frac{N!}{1!^{m_1}2!^{m_2}3!^{m_3}...N!^{m_N}} \prod_l^N \frac{(l!\lambda^{3(l-1)}V b_l)^{m_l}}{m_1!m_2!...m_N!}$$

$$S(\{m_l\}) = N! \prod_l^N \frac{(\lambda^{3(l-1)}V b_l)^{m_l}}{m_1!m_2!...m_N!}$$

Luego

$$Z_N = \sum'_{\{m_l\}} S(\{m_l\}) = N! \lambda^{3N} \sum'_{\{m_l\}} \prod_l^N \frac{1}{m_l!} \left(\frac{V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l}$$

$$Q_N = \frac{1}{N! \lambda^{3N}} Z_N = \sum'_{\{m_l\}} \prod_l^N \frac{1}{m_l!} \left(\frac{V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l}$$

$$\Xi = \sum_{N=0}^{\infty} z^N Q_N = \sum_{m_1=0}^{\infty} \sum_{m_2=0}^{\infty} \dots \sum_{m_N=0}^{\infty} z^N \prod_l^N \frac{1}{m_l!} \left(\frac{V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l}$$

$$\Xi = \sum_{m_1=0}^{\infty} \sum_{m_2=0}^{\infty} \dots \sum_{m_N=0}^{\infty} \prod_l^N \frac{1}{m_l!} \left(\frac{z^l V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l}$$

$$\Xi = \prod_{l=1}^N \sum_{m_l=0}^{\infty} \frac{1}{m_l!} \left(\frac{z^l V b_l}{\lambda^3} \right)^{m_l} = \prod_{l=1}^N e^{\frac{z^l V b_l}{\lambda^3}}$$

$$\log \Xi = \sum_{l=1}^N \log \left(e^{\frac{z^l V b_l}{\lambda^3}} \right) = \sum_{l=1}^N \frac{z^l V b_l}{\lambda^3}$$

de modo que

$$\beta p = \frac{1}{\lambda^3} \sum_{l=1}^N z^l b_l.$$

$$b_1 = \frac{1}{1! \lambda^{3(1-1)} V} \int d^3 r = \frac{V}{\lambda^0 V} = 1$$

$$b_2 = \frac{1}{2 \lambda^3 V} \int d^3 r d^3 r' f_{rr'} = \frac{1}{2 \lambda^3 V} \int d^3 r \int d^3 u f_u$$

**r - r' = u y entonces
-dr' = du.**

Tenemos, una vez más,

$$\Xi(z, V, T) = e^{\sum_{\ell=1}^{\infty} b_{\ell} z^{\ell} V / \lambda^3}$$

y considerando el límite termodinámico tenemos

$$\frac{P}{kT} = \frac{1}{\lambda^3} \sum_{\ell=1}^{\infty} b_{\ell} z^{\ell} \quad \frac{1}{v} = \frac{N}{V} = \frac{1}{\lambda^3} \sum_{\ell=1}^{\infty} \ell b_{\ell} z^{\ell}$$

desde las cuales obtenemos (también en función de la densidad)

$$\frac{Pv}{kT} = \sum_{\ell=1}^{\infty} a_{\ell}(T) \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^{\ell-1} = \sum_{\ell=1}^{\infty} B_{\ell}(T) \left(\frac{1}{v} \right)^{\ell-1}$$

siendo $a_{\ell}(T), B_{\ell}$ coeficientes del virial. Luego, algunos coeficientes son

$$a_1 = b_1 = 1 \quad a_2 = -b_2 = \frac{2\pi}{\lambda^3} \int_0^{\infty} (1 - e^{v(r)/kT}) r^2 dr \quad B_2 = a_2 \lambda^3$$

y

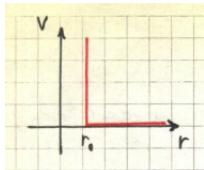
$$\frac{Pv}{kT} = \begin{cases} 1 + B_2 f + \dots \\ 1 + a_2 \left(\frac{\lambda^3}{v} \right) + \dots \end{cases}$$

En general nuestros ejercicios apuntarán a calcular el segundo coeficiente del virial.

4.2.1 Algún ejemplo particular

Sea un sistema de esferas rígidas (potencial esférico)

$$f_u = e^{-\beta V_u} - 1 = \begin{cases} -1 & r < \sigma \\ 0 & r > \sigma \end{cases}$$



Aquí r_0 es σ y será la distancia mínima entre dos partículas. Este potencial ilustrado es sencillamente

$$v(r) = \begin{cases} \infty & r < r_0 \\ 0 & r > r_0 \end{cases}$$

Se tienen

$$a_2 = \frac{2\pi}{\lambda^3} \frac{r_0^3}{3}$$

que lleva a $B_2 = 2\pi r_0^3/3$. Se considera a las partículas como esferas duras (bolas de radio $r_0/2$) entonces $B_2 = 4v_0$ que conduce a

$$\frac{Pv}{kT} = 1 + 4v_0 f + \dots$$

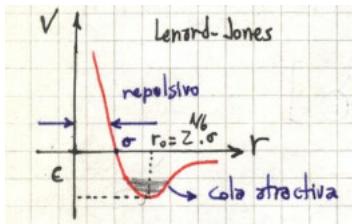
y vemos que la $P_{ER} > P_{GI}$.



DIBUJO

$$b_2 = \frac{1}{2\lambda^3 V} \int_0^\infty du 4\pi u^2 f_u = \frac{-1}{2\lambda^3 V} \frac{4\pi \sigma^3}{3}$$

Sea ahora un potencial de Lenard-jones aproximado.



Es algo como

$$V(r) = 4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^1 2 - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right]$$

$$V(r) = \begin{cases} \infty & r < r_0 \\ -U_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^b & r > r_0 \end{cases}$$

Entonces el coeficiente es

$$a_2 = \frac{2\pi}{\lambda^3} \int_0^{r_0} r^2 dr + \int_{r_0}^{\infty} (1 - e^{u_0/(kT)(r_0/r)^b}) r^2 dr$$

y aproximaremos van der Waals con $\mu_0/(kT) \ll 1$ (i.e. energía térmica mucho mayor que el pozo de potencial) de manera que

$$(1 - e^{u_0/(kT)(r_0/r)^b}) \approx \frac{\mu_0}{kT} \left(\frac{r_0}{r} \right)^b$$

$$a_2(T) \approx \frac{2\pi r_0^3}{\lambda^3 3} \left(1 - \frac{u_0}{kT} \right)$$

$$P = \frac{NkT}{V} \left[1 + \frac{2\pi r_0^3}{v} \left(1 - \frac{u_0}{kT} \right) \right] = \frac{NkT}{V} \left(1 - \frac{B_2}{v} \right)$$

Se puede ir a la ecuación de Van der Waals

$$\left(P + \frac{2\pi r_0^3 u_0}{3v^2} \right) = \frac{kT}{v} \left(1 + \frac{2\pi r_0^3}{3} \frac{1}{v} \right)$$

donde en el último término dentro del paréntesis el primer factor es el volumen asociado con el *carojo duro* del potencial y el segundo el volumen específico. Estamos usando la aproximación de gas diluido, es decir que $r_0 \ll v^{1/3}$.

Recordando la aproximación usual de $(1 + x)^u \sim 1 + ux$ se logra

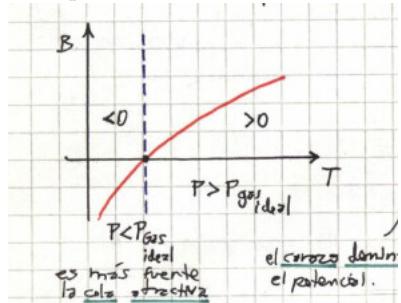
$$\left(P + \frac{2\pi r_0^3 u_0}{3v^2} \right) \approx \frac{kT}{v} \left(1 - \frac{2\pi r_0^3}{3} \frac{1}{v} \right)^{-1}$$

$$\left(P + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = kT$$

de suerte que se tienen

$$a = (2/3)\pi r_0^3 u_0 \quad b = 2\pi/3r_0^3$$

Podemos relacionar los parámetros a, b de Van der Waals con cosas microscópicas



Con este material los problemas 1,3,5,6 pueden encararse.

Lo que sigue a continuación tal vez sea de esferas rígidas o tal vez sea de algo totalmente diferente. No lo sé.

La flecha cortada en el gráfico este dice que “partículas con mucha energía solo chocan”.

$$Z_3 = \int d^3q_1 \int d^3q_2 \int d^3q_3 (1 + f_{12})(1 + f_{13})(1 + f_{23})$$

$$Z_3 = \int d^3q_1 d^3q_2 d^3q_3 + \int d^3q_1 d^3q_2 d^3q_3 f_{12} + \int d^3q_1 d^3q_2 d^3q_3 f_{13} + \\ \int d^3q_1 d^3q_2 d^3q_3 f_{23} + \int d^3q_1 d^3q_2 d^3q_3 f_{12}f_{13} + \int d^3q_1 d^3q_2 d^3q_3 f_{12}f_{23} + \\ \int d^3q_1 d^3q_2 d^3q_3 f_{13}f_{23} + \int d^3q_1 d^3q_2 d^3q_3 f_{12}f_{13}f_{23}$$

$$Z_3 = + + + + +$$

(muchos dibujitos)

Se observa cierta degeneración. Podemos dar los números de ocupación de cada N-grafo

- | | |
|-----------------------|-------------|
| $\{m_l\} = (3, 0, 0)$ | 1er N-grafo |
| $\{m_l\} = (1, 1, 0)$ | 2-4 N-grafo |
| $\{m_l\} = (0, 0, 1)$ | 5-8 N-grafo |

Son sólo tres conjuntos $\{m_l\}$ que describen todos los ocho 3-grafos. Sumamos los diferentes permutaciones de etiquetas distinguibles de cada conjunto $\{m_l\}$

$$S((3,0,0)) = []^3 = [\lambda^0 V b_1]^3$$

$$S((1,1,0)) = []^1 []^1 = 3! [\lambda^0 V b_1]^1 [\lambda^3 V b_2]^1$$

$$S((0,0,3)) = []^3 = 3! [\lambda^6 V b_3]^1$$

$$\sum_{\{m_l\}} = 3! \left[\frac{(V b_1)^3}{3!} + \lambda^3 V^2 b_1 b_2 + \lambda^6 V b_3 \right]$$

4.2.2 hoja suelta –reubicar–

$$\begin{aligned} \hat{\rho} &= \frac{e^{\beta \hat{H}}}{Q_N(V, T)} \quad \rightarrow \quad \text{Tr}(\hat{\rho}) = \frac{1}{Q_N(V, T)} \text{Tr}(e^{\beta \hat{H}}) \\ &= \frac{1}{Q_N(V, T)} \text{Tr}(e^{\beta \hat{H}}) \\ Q_N(V, T) &= \text{Tr}(e^{\beta \hat{H}}) \end{aligned}$$

Pero la traza debe evaluarse en alguna base dada,

$$\begin{aligned} \text{Tr}(e^{\beta \hat{H}}) &= \int \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N | e^{-\beta \hat{H}} | \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N \rangle d^{3N} q \\ &= \int \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N | e^{-\beta \hat{H}} \sum_E |\Psi_E\rangle \langle \Psi_E| \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N \rangle d^{3N} q \\ &= \int \sum_E e^{-\beta E} \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N | \Psi_E \rangle \langle \Psi_E | \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N \rangle d^{3N} q \\ \text{Tr}(e^{\beta \hat{H}}) &= \int \sum_E e^{-\beta E} \Psi_E(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) \Psi_E^*(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) d^{3N} q \end{aligned}$$

donde $|\Psi_E\rangle$ son autoestados de energía del \hat{H} . Usaremos la función de onda simetrizada y normalizada

$$\Psi_E(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) =$$

$$\Psi_E \Psi_E^* = \frac{1}{N!} \sum_{\mathbb{P}, \mathbb{P}'} \delta \mathbb{P} u_1(\mathbb{P}_1) u_2(\mathbb{P}_2) \dots \delta \mathbb{P}' u(\mathbb{P}'_1)(1) u(\mathbb{P}'_2)(2) \dots$$

$$\sum_{\mathbb{P}} \delta(\mathbb{P}) u_1(\mathbb{P}_1) u_1^*(1) u_2(\mathbb{P}_2) u_2^*(2) \dots$$

Una función de onda de N partículas correctamente normalizada y simetrizada

$$\Psi(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} \mathbb{P}\{u_1(\mathbf{q}_1)u_2(\mathbf{q}_2)\dots\} \quad (2.2)$$

\mathbb{P} es el operador de permutaciones

donde

$$\Psi_B(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) = \prod_{i=1}^{n_1} u_1(\mathbf{q}_1) \prod_{i=n_1+1}^{n_1+n_2} u_2(\mathbf{q}_2)$$

es una función para partículas distinguibles (de Boltzmann).

Cada

$$u_{p_i}(\mathbf{q}_i) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{q}_i / \hbar}$$

es función de onda de la partícula i -ésima en el nivel energético e_i dado por

$$e_i = \frac{|\mathbf{p}_i|^2}{2m}$$

Estas Ψ son autofunciones del \hat{H} .

Dado que sumamos en todas las permutaciones de (2.2) es lo mismo permutar coordenadas que vectores

$$\Psi(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} (u_{\mathbb{P}_1}(1)u_{\mathbb{P}_2}(2)\dots) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} (u_1(\mathbb{P}_1)u_2(\mathbb{P}_2)\dots)$$

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N)\Psi^*(\mathbf{q}'_1, \dots, \mathbf{q}'_N) &= \frac{1}{N!} \times \\ &\sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} (u_1(\mathbb{P}_1)u_2(\mathbb{P}_2)\dots) \sum_{\mathbb{P}'} \delta \mathbb{P}' (u_{\mathbb{P}'_1}^*(1')u_{\mathbb{P}'_2}^*(2')\dots) \\ &= \frac{1}{N!} \sum_{\mathbb{P}, \mathbb{P}'} \delta \mathbb{P} \delta \mathbb{P}' [u_1(\mathbb{P}_1)u_{\mathbb{P}_1}^*(1')u_2(\mathbb{P}_2)u_{\mathbb{P}_2}^*(2')\dots] \end{aligned}$$

Dado que las permutaciones sólo difieren en el orden de los términos consideramos sólo una permutación repetida $N!$ veces, con lo cual

$$\Psi(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N)\Psi^*(\mathbf{q}'_1, \dots, \mathbf{q}'_N) = \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} [u_1(\mathbb{P}_1)u_{\mathbb{P}_1}^*(1')u_2(\mathbb{P}_2)u_{\mathbb{P}_2}^*(2')\dots]$$

$$\Psi(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N)\Psi^*(\mathbf{q}'_1, \dots, \mathbf{q}'_N) = \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} \left[\frac{e^{i\mathbf{p}_1 \cdot (\mathbb{P}\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_1) / \hbar}}{V} \times \frac{e^{i\mathbf{p}_2 \cdot (\mathbb{P}\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_2) / \hbar}}{V} \times \dots \right]$$

$$\delta \mathbb{P} = \begin{cases} 1 & \text{bosones} \\ \pm 1 & \text{fermiones} \\ (\text{perm par o impar}) & \end{cases}$$

Ahora sea el sistema de las N partículas con energía E , es decir

$$E = \sum_i^N \frac{|\mathbf{p}_i|^2}{2m} = \frac{1}{2m} (|\mathbf{p}_1|^2 + |\mathbf{p}_2|^2 + \dots + |\mathbf{p}_N|^2)$$

el estado energético será función de un vector \mathbf{P}

$$\mathbf{P} = (\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{p}_N)$$

quiero evaluar

$$\langle \{\mathbf{q}\} | e^{\beta \hat{H}} | \{\mathbf{q}\} \rangle = \sum_P e^{-\beta E(P)} \Psi(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N) \Psi^*(\mathbf{q}'_1, \dots, \mathbf{q}'_N)$$

Suma en todos los P posibles.

pero esta sumatoria en P es equivalente a

$$\begin{aligned} & \frac{1}{N!} \sum_{\mathbf{p}_1} \sum_{\mathbf{p}_2} \dots \sum_{\mathbf{p}_N} e^{-\beta/2m(|\mathbf{p}_1|^2 + |\mathbf{p}_2|^2 + \dots + |\mathbf{p}_N|^2)} \\ &= \frac{1}{N!} \sum_{\mathbf{p}_1} \sum_{\mathbf{p}_2} \dots \sum_{\mathbf{p}_N} e^{-\beta/2m(|\mathbf{p}_1|^2 + |\mathbf{p}_2|^2 + \dots + |\mathbf{p}_N|^2)} \times \\ & \quad \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} \frac{e^{i\mathbf{p}_1 \cdot (\mathbb{P}\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_1)/\hbar}}{V} \times \frac{e^{i\mathbf{p}_2 \cdot (\mathbb{P}\mathbf{q}_2 - \mathbf{q}'_2)/\hbar}}{V} \times \dots \\ &= \frac{1}{N!} \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} \left(\sum_{\mathbf{p}_1} \frac{e^{-\beta/2m|\mathbf{p}_1|^2 + i\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r}_1/\hbar}}{V} \times \sum_{\mathbf{p}_2} \frac{e^{-\beta/2m|\mathbf{p}_2|^2 + i\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r}_2/\hbar}}{V} \times \dots \right) \end{aligned}$$

donde

$$\mathbf{r}_i = (\mathbb{P}\mathbf{q}_i - \mathbf{q}'_i)$$

La cuenta entre paréntesis es integrable pasando al continuo con

$$\frac{V}{h^3} \delta \mathbf{p}_i = 1 \quad \rightarrow \quad \frac{d\mathbf{p}_i}{h^3} = \frac{1}{V}$$

$$= \frac{1}{N!} \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} \left(\frac{1}{h^3} \int d\mathbf{p}_1 e^{-\beta/2m|\mathbf{p}_1|^2 + i\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r}_1/\hbar} \times \frac{1}{h^3} \int d\mathbf{p}_2 e^{-\beta/2m|\mathbf{p}_2|^2 + i\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r}_2/\hbar} \times \dots \right)$$

Descomponemos cada integral en tres

$$I \equiv \left[\frac{1}{h} \int dp_x e^{-\beta/2mp_x^2 + ip_x r_x/\hbar} \right] \left[\frac{1}{h} \int dp_y \dots \right] \left[\frac{1}{h} \int dp_z \dots \right]$$

Usamos que

$$\int dp e^{-ap^2} e^{-ibp} = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{a}} e^{-b^2/(4a)}$$

$$I_x = \frac{1}{h} \sqrt{\frac{2\pi m}{\beta}} e^{-\frac{2r_x^2 m}{4\beta h^2}} = \frac{1}{h} \sqrt{2\pi m k T} e^{-\frac{2m k T \pi^2 r_x^2}{h^2}} = \frac{1}{\lambda} e^{-r_x^2 \pi / \lambda^2}$$

$$I = I_x I_y I_z = \frac{1}{\lambda^3} e^{-\frac{\pi}{\lambda^2} [(\mathbb{P}q_x - q'_x)^2 + (\mathbb{P}q_y - q'_y)^2 + (\mathbb{P}q_z - q'_z)^2]} = \frac{1}{\lambda^3} e^{-\frac{\pi}{\lambda^2} |\mathbf{r}|^2}$$

Luego,

$$= \frac{1}{N!} \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} \frac{1}{\lambda^{3N}} e^{-\frac{\pi}{\lambda^2} |\mathbf{r}_1|^2} \times e^{-\frac{\pi}{\lambda^2} |\mathbf{r}_2|^2} \times \dots$$

Definimos

$$f(\mathbf{r}_i) = e^{-\frac{\pi|\mathbf{r}_i|^2}{\lambda^2}} \quad f(\mathbb{P}\mathbf{q}_i - \mathbf{q}'_i) = e^{-\frac{\pi}{\lambda^2} (\mathbb{P}\mathbf{q}_i - \mathbf{q}'_i)^2}$$

Resultando

$$= \frac{1}{N! \lambda^{3N}} \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} [f(\mathbb{P}\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_1) \dots f(\mathbb{P}\mathbf{q}_N - \mathbf{q}'_N)]$$

$$\langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N | e^{-\beta \hat{H}} | \mathbf{q}'_1, \dots, \mathbf{q}'_N \rangle = \frac{1}{N! \lambda^{3N}} \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} [f(\mathbb{P}\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_1) \times \dots \times f(\mathbb{P}\mathbf{q}_N - \mathbf{q}'_N)]$$

$$\begin{aligned} \text{Tr}(e^{-\beta \hat{H}}) &= \int d^{3N} q \langle \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_N | e^{-\beta \hat{H}} | \mathbf{q}'_1, \dots, \mathbf{q}'_N \rangle = \\ &\quad \frac{1}{N! \lambda^{3N}} \int d^{3N} q \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} [f(\mathbb{P}\mathbf{q}_1 - \mathbf{q}'_1) \times \dots \times f(\mathbb{P}\mathbf{q}_N - \mathbf{q}'_N)] \end{aligned}$$

$$\text{Tr}(e^{-\beta \hat{H}}) = \frac{1}{N! \lambda^{3N}} \int d^{3N} q \sum_{\mathbb{P}} \delta \mathbb{P} \prod_i f(\mathbb{P}\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_i)$$

Analizamos la $\sum_{\mathbb{P}}$. Como se suma en todas las permutaciones, tendremos

$$\sum_{\mathbb{P}} f(\mathbb{P}q_1 - q_1) f(\mathbb{P}q_2 - q_2) \dots =$$

$$1 f(0) \pm \sum_{i < j} f_{ij} f_{ji} + \sum_{i < j < k} f_{ij} f_{jk} f_{ki} \pm \dots$$

0 permut 1 permut 2 permut

Veamos la permutación de q_1 y q_2

$$\underset{=1}{\tilde{\mathbb{P}}} \left(\prod_i f(\mathbb{P}\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_i) \right) = \underbrace{f(\mathbb{P}q_1 - q_1)f(\mathbb{P}q_2 - q_2)}_{f_{ij}f_{ji}} \underbrace{\prod_{i=3}^N f(q_i - q_i)}_{\prod f(0)=1}$$

$$q_1 \ q_2 \ q_3 \dots q_N$$

$$q_1 \ q_2 \ q_3 \dots q_N$$

$$\underset{=2}{\tilde{\mathbb{P}}} \left(\prod_i f(\mathbb{P}\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_i) \right) = \underbrace{f(q_2 - q_1)}_{f_{ij}} \underbrace{f(q_3 - q_2)}_{f_{ki}} \underbrace{f(q_1 - q_3)}_{f_{jk}} \prod_{i=4}^N f(0)$$

$$q_1 \ q_2 \ q_3 \dots q_N$$

$$q_1 \ q_2 \ q_3 \dots q_N$$

$$\underset{=3}{\tilde{\mathbb{P}}} \left(\prod_i f(\mathbb{P}\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_i) \right) = f(q_2 - q_1)f(q_1 - q_2)f(q_4 - q_3)f(q_3 - q_4) \prod_{i=5}^N f(0)$$

$$q_1 \ q_2 \ q_3 \ q_4 \dots q_N$$

$$q_1 \ q_2 \ q_3 \ q_4 \dots q_N$$

$$\text{Tr}(\text{e}^{-\beta \hat{H}}) = \frac{1}{N! \lambda^{3N}} \int d^3q \left(1 \pm \sum_{i < j} f_{ij} f_{ji} \right)$$

El + es por bosones y el - por fermiones.

$$f_{ij} = \text{e}^{-\frac{\pi}{\lambda^2} |\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|^2} = \text{e}^{-\frac{\pi}{\hbar} 2\pi kT |\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|^2}$$

Veamos los límites clásico y el surgimiento de fenómenos cuánticos

$$\text{CLÁSICO} \quad v = \frac{V}{N} \gg 1 \quad \Rightarrow \quad |\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j| \gg 1 \quad T \gg 1$$

y por lo tanto

$$\text{e}^{-\frac{\pi}{\hbar} 2\pi kT |\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|^2} \rightarrow 0$$

$$\text{Tr}(\text{e}^{-\beta \hat{H}}) = \frac{1}{N! \lambda^{3N}} \int d^3q (1) = \frac{1}{N!} \left(\frac{V}{\lambda^3} \right)^N$$

$$\mathcal{O}((v) \approx 1 \quad \Rightarrow \quad \mathcal{O}((|\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|) \approx 1 \quad \mathcal{O}((T) \approx 1$$

y en este caso es

$$e^{-\frac{\pi}{\hbar} 2\pi kT |\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|^2} \rightarrow 1$$

$$\begin{aligned} \text{Tr}(e^{-\beta \hat{H}}) &\cong \frac{1}{N! \lambda^{3N}} \int d^3 q \left(1 \pm \sum_{i < j} f_{ij} f_{ji} \right) \\ &\cong \frac{1}{N! \lambda^{3N}} \int d^3 q \left[\prod_{i < j} (1 \pm f_{ij} f_{ji}) \right] \end{aligned}$$

Este pasaje vale si $f_{ij} f_{ji}$ es pequeño.

$$\begin{aligned} \prod_{i < j} (1 \pm f_{ij} f_{ji}) &= e^{\log \prod_{i < j} (1 \pm f_{ij} f_{ji})} = e^{\sum_{i < j} \log(1 \pm f_{ij} f_{ji})} = \\ &= e^{-\beta \sum_{i < j} kT \log(1 \pm f_{ij} f_{ji})} = e^{-\beta \sum_{i < j} V_{ij}^\pm} \end{aligned}$$

donde

$$V_{ij}^\pm = -kT \log \left(1 \pm e^{-\frac{\pi}{\lambda^2} |\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|^2} e^{-\frac{\pi}{\lambda^2} |\mathbf{q}_j - \mathbf{q}_i|^2} \right) = -kT \log \left(1 \pm e^{-2 \frac{\pi}{\lambda^2} |\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j|^2} \right)$$

Con $|\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_j| \rightarrow 0$ es

$$V_{ij}^\pm = -kT \log(1 \pm 1) = \begin{cases} -kT \log(2) & \text{bosones} \\ -kT \log(o^+) & \text{fermiones} \end{cases}$$

DIBUJO

El potencial efectivo βV_{ij} luce como la Figura

Límite clásico \rightarrow no permutación

Cuando hay overlap de las funciones de onda de las partículas hay que realizar las permutaciones correspondientes.

La simetría (por la indistinguibilidad que hace necesaria la permutación) lleva a términos efectivos de interacción repulsivos (FD) o a atractivos (BE).

4.2.3 Parte de gases reales (desde carpeta)

En el límite clásica la Z se factoriza. Eso explica los apartamientos del comportamiento Boltzmann. El gas ideal cuántico no tiene correlación dinámica, sino solo las asociadas al carácter de simetría de la función de onda.

En la carpeta estaba la observación de que:
“salteamos la clase de cuánticos 6”

4.2.4 Otra cosa suelta –reubicar–

El parámetro de comportamiento siempre es

$$\frac{\lambda^3}{v} = \frac{h^3/(2\pi mkT)^{3/2}}{V/N}$$

donde la longitud de onda térmica $\lambda = h/(2\pi mkT)^{1/2}$ es una medida que da idea de la dispersión de la partícula de masa m y temperatura T considerada como onda. El volumen específico $v = V/N$ es el volumen promedio ocupado por una partícula. Luego, λ^3 es una especie de volumen de la partícula considerada como onda. Si

$\lambda^3 > v$ Fenómenos de interferencia cuántica

$\lambda^3 < v$ No hay fenómenos de interferencia cuántica

GRAFIQUETES

λ es una característica del sistema de partículas (m, T)

$\frac{\lambda^3}{v} \ggg 1$	$\frac{\lambda^3}{v} \lll 1$
Altamente cuántico alta N/V baja T	Altamente clásico baja N/V alta T

Para Bose el análisis parte de

$$e^{-\beta(e-\mu)} < 1 \quad \rightarrow \quad \mu < e \rightarrow \mu < 0$$

para toda e del sistema, lo cual hará que

gas ideal $e_0 = 0$, todas con $p = 0$

$$0 < z < 1$$

y

$$\frac{N}{V} = \frac{1}{\lambda^3} g_{3/2}(z) + \frac{1}{V} \frac{z}{1-z}$$

Como z es a lo sumo 1, entonces $g_{3/2}(z)$ está acotada y $g_{3/2}(1) = 2.612$

$$\frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(z) + \frac{\lambda^3}{V} \left(\frac{z}{1-z} \right)$$

Cuando $z = 1$, $g_{3/2}$ ya no puede crecer más; si sube N el remanente ($N - N_e$) va al estado $e_0 = 0$

$$\frac{\lambda^3}{v}(N_e + N_0) = \underbrace{g_{3/2}(z)}_{\lambda^3/VN_-} + \frac{\lambda^3}{V}N_0$$

Definimos T_c, v_c a partir de $\frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(1)$
 Si $T < T_c$ o $v < v_c$ se tiene

$$\frac{\lambda^3}{v} > g_{3/2}(1) \Rightarrow \frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(1) + \frac{\lambda^3}{V} N_0$$

Entonces tendremos

$$z = 1 \Rightarrow \mu(T_c) = 0 \Rightarrow T = T_c \Rightarrow \frac{\lambda^3}{v} = 2.612$$

$$T < T_c \Rightarrow \mu(T) = 0 \Rightarrow z = 1 \Rightarrow \frac{\lambda^3}{v} > 2.612$$

$$T > T_c \Rightarrow \mu(T) < 0 \Rightarrow z < 1 \Rightarrow \frac{\lambda^3}{v} < 2.612$$

$$T \gg T_c \Rightarrow \mu(T) \ll 0 \Rightarrow z \ll 1 \Rightarrow \frac{\lambda^3}{v} \ll 1$$

El $\mu(T)$ luego del condensado ($T < T_c$) se hace cero con lo cual $z = 1$ para todo el intervalo.

Una vez que se tiene el condensado

GRAFICO

4.2.5 Cuánticos 6

comentario estadísticas

modelado de un metal

red de átomos -> gas de fonones -> c_v fonones

Modelos de Debye -> distribución de ω Einstein -> $\omega = \omega_E$

Modelado de un metal (gas de electrones) -> c_v electrónico

Emisión termoiónica

Tema pequeñas oscilaciones (leer mi resumen) ver tema de ondas de sonido en sólidos.

4.3 Sistemas de partículas indistinguibles y no interactuantes

- no interacción
- indistinguibilidad (partículas idénticas)

$$\hat{H} = \sum_i^N H_i(\vec{q}_i, \vec{p}_i)$$

$$\hat{H}\Psi_E = E\Psi_E \quad \text{donde}$$

$$\Psi_E = \prod_{i=1}^N u_{e_1}(q_i) \quad \text{y } u_{e_1}(q_i)$$

siendo esta última la solución de una única partícula en el nivel e_i y donde e_i es el nivel energético de la partícula 'i'.

El sistema cuántico se describe mediante números de ocupación

$$E = \sum_{j=1}^L e_j n_j \quad N = \sum_{j=1}^L n_j$$

siendo n_j el número de partículas en el nivel de energía e_j

$$\Psi_E = \prod_{i=1}^{n_1} u_{e_1}(q_i) \cdot \prod_{i=n_1+1}^{n_1+n_2} u_{e_2}(q_i) \cdot \dots$$

Permutando coordenadas $(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_N) \rightarrow (P\mathbf{q}_1, P\mathbf{q}_2, \dots, P\mathbf{q}_N)$ llego a

$$\frac{N!}{n_1! n_2! \dots} = N! \prod_{i=1}^N \frac{1}{n_i!}$$

diferentes estados. Cada vez que permuto dos partículas en diferentes niveles energéticosuento un estado extra.

Podemos construir una función de onda cuántica correcta (que no se altere por permutaciones) si respetamos

$$|P\Psi|^2 = |\Psi|^2 \quad \text{dos casos}$$

$$P\Psi = \Psi \quad P\Psi = \begin{cases} +\Psi & \text{número par de permutaciones} \\ -\Psi & \text{número impar de permutaciones} \end{cases}$$

$$\text{simétrica} \quad \text{antisimétrica}$$

$$\Psi = \sum_P P\Psi \quad \Psi = \sum_P \delta_P P\Psi, \delta_P = \pm 1$$

Faltaría el coeficiente de normalización

La antisimetría puede escribirse como determinante de Slater. Además, una función antisimétrica Ψ será nula al sumar en 'P' si existe más de una partícula en un mismo nivel energético. Esto equivale a tener dos filas iguales en el determinante de Slater. Vemos que el hecho de forzar la simetría de intercambio ha llevado al PRINCIPIO DE EXCLUSIÓN.

BOSE-EINSTEIN (spin entero)	$n_i = 0, 1, 2, \dots, N$	Cualquier ocupación es válida
FERMI-DIRAC (spin semientero)	$n_i = 0, 1$	Sólo puede haber a lo sumo una partícula por nivel

La exclusión es $\sum_i^L n_i^2 = N$

Entonces, dado un conjunto $\{n_i\}$ de números de ocupación tendré

- 1 estado bosónico : $\Psi_S = \sum_P P \Psi_{\text{Boltz}}$
- 1 estado fermiónico : $\Psi_A = \sum_P \delta_P P \Psi_{\text{Boltz}}$ (si $N \leq \sum_i^N n_i^2$)
- $\frac{N!}{\prod_i^L n_i!}$ estados de Boltzmann $\Psi_{\text{Boltz}} = \prod_{i=1}^N u_i(\vec{q}_i)$

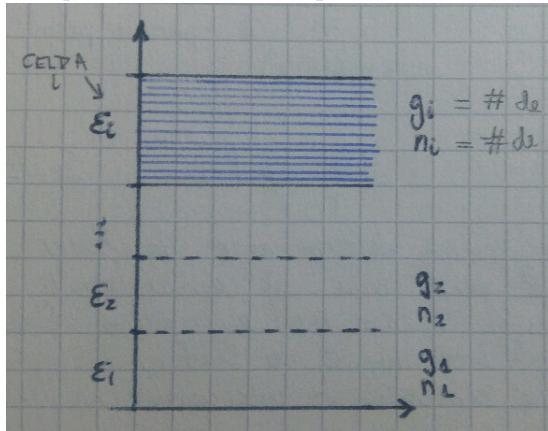
4.3.1 Gas ideal cuántico

Consideramos N partículas no interactuantes indistinguibles ocupando un volumen V y con energía E . Un estado es un conjunto $\{n_i^\nu\}$ donde ' i ' es nivel energético

$$E_\nu = \sum_i e_i n_i^\nu \quad N_\nu = \sum_i n_i^\nu \quad (3.1)$$

En el microcanónico $E_\nu = E$ y $N_\nu = N$ para todo estado ν . Pensamos en cierta estructura fina de niveles

donde g_i es el número de subniveles energéticos en la celda ' i ' y n_i es el correspondiente número de partículas en la celda ' i '.



Luego

$$\Gamma = \sum'_{\{n_i\}} W(\{n_i\}) = \sum'_{\{n_i\}} \prod_i^L \omega_i$$

tendremos

- bosones $\omega_i = \frac{(g_i-1+n_i)!}{(g_i-1)!n_i!}$
- fermiones $\omega_i = \frac{(g_i-n_i+n_i)!}{(g_i-n_i)!n_i!} = \frac{g_i!}{(g_i-n_i)!n_i!}$
- boltzmanniones $\omega_i = g_i^{n_i}$ y hay que multiplicar por el factor $N!/\prod n_i!$

donde ω_i es el número de maneras de tener n_i en g_i subniveles.

Para el caso de Boltzmann debemos multiplicar por el factor de buen conteo,

$$\Gamma = \frac{1}{N!} \sum'_{\{n_i\}} \prod_i^L \frac{N!}{\prod(n_i)!} (g_i)^{n_i} = \sum_{\{n_i\}} \prod_i^L \frac{(g_i)^{n_i}}{(n_i)!}$$

Permutaciones de partículas y paredes (bosones). Permutaciones de partículas y huecos
 $g_i \geq n_i$.

La entropía S es

$$S = k \log \sum'_{\{n_i\}} W(\{n_i\}) \approx k \log W(\hat{n}_i)$$

donde se supone que el conjunto $\{\bar{n}_i\}$ domina la \sum' . Buscaremos ese conjunto extremando S sujeto a las condiciones (3.1).

$$\delta(k \log W(\{n_i\})) + \alpha \delta N + \beta \delta E = 0$$

$$\bar{n}_i = \frac{g_i}{e^{-\beta\mu} e^{\beta e_i} - 1} \text{ Bose}$$

$$\bar{n}_i = \frac{g_i}{e^{-\beta\mu} e^{\beta e_i} + 1} \text{ Fermi}$$

$$\bar{n}_i = g_i e^{\beta\mu} e^{\beta e_i} \text{ Boltzmann}$$

Esto da el número de partículas por celda energética ' e_i ' pero interesarán por nivel ' g_i '. Entonces dividiremos sobre ' g_i ' y cambiamos el índice

$$n_j = \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e_j} + a} \quad a = \begin{cases} 1 & \text{Bose} \\ -1 & \text{Fermi} \\ 0 & \text{Boltzmann} \end{cases}$$

Los coeficientes son para las dimensiones. Luego se ve que $\alpha = -\mu/kT$ $\beta = 1/kT$ $z \equiv e^{\beta\mu}$

La identificación de los coeficientes puede hacerse desde

$$\begin{aligned} U &= TS - pV + \mu N & TS &= U + pV - \mu N \\ \frac{S}{k} &= \frac{E}{kT} + \frac{pV}{kT} - \frac{\mu}{kT} N & (S = S(E, V, N)) \\ \frac{S}{k} &= \frac{1}{kT} \sum_i n_i e_i + \frac{pV}{kT} - \frac{\mu}{kT} \sum_i n_i \end{aligned} \quad (3.2)$$

La idea es escribir S/k en (3.2) de modo que queden explícitas las \sum que definen N y E . Para Bose es

$$\begin{aligned} \frac{S}{k} &= \sum_i n_i \log \left(1 + \frac{g_i}{n_i} \right) + g_i \log \left(1 + \frac{n_i}{g_i} \right) \\ n_i \log(n_i + g_i) - n_i \log(n_i) &= n_i \log(n_i e^A e^{B e_i}) - n_i \log(n_i) \\ &\quad \sum_i n_i (A + B e_i) + g_i \\ \frac{S}{k} &= A \sum_i n_i + B \sum_i e_i n_i + \sum_i g_i \log \left(1 + \frac{n_i}{g_i} \right) \\ A &= -\frac{\mu}{kT} \quad B = \frac{1}{kT} \end{aligned}$$

4.3.2 Microcanónico cuántico (gas ideal) de Boltzmann

Se puede hacer la cuenta explícitamente.

$$\begin{aligned} \frac{S}{k} &= \log \left(\prod_i \right) = \sum_i n_i \log(g_i) - \log n_i! \\ \frac{S}{k} &\approx \sum_i n_i \log \left(\frac{g_i}{n_i} \right) + n_i = \sum_i n_i (\log(g_i/n_i) + 1) \\ N &= \sum_i g_i z e^{-\beta e_i} = \sum_j z e^{-\beta e_j} = \frac{1}{h^3} \int d^3 p z e^{-\beta p^2/2m} \int d^3 q = \frac{zV}{h^3} (2\pi m k T)^{3/2} = \frac{zV}{\lambda^3} \end{aligned}$$

donde hemos preparado el paso al continuo

En Boltzmann es

$$N = \frac{zV}{\lambda^3} \rightarrow z = \frac{\lambda^3}{v} \ll 1$$

$$E = \frac{3}{2} N k T \quad \frac{S}{k} = \beta E - N \log(z) + N$$

4.4 Cuánticos II

- Gas ideal en el gran canónico, entonces el cálculo de Q_N previamente
- Gas ideal (Boltzmann) en el canónico \rightarrow multinomial

$$Q_N = \frac{1}{N!} \sum'_{n_1} \sum'_{n_2} \dots \sum'_{n_i} \frac{N!}{n_1! n_2! \dots} e^{-\beta \sum_i n_i e_i}$$

$$Q_N = \frac{1}{N!} \sum'_{n_1} \sum'_{n_2} \dots \sum'_{n_i} \frac{N!}{n_1! n_2! \dots} \prod_i^L e^{-\beta n_i e_i}$$

$$Q_N = \frac{1}{N!} (e^{-\beta e_1} + e^{-\beta e_2} + \dots)^N = \frac{1}{N!} \left(\sum_i e^{-\beta e_i} \right)^N = \frac{1}{N!} \left(\frac{V}{\lambda^3} \right)^N$$

$$\log(Q_N) = N \log(V/\lambda^3) - N \log N + 1$$

$$\frac{1}{N} \approx \log \left(\frac{v}{\lambda^3} \right)$$

$$\log Q_N = N \left[\log \left(\frac{v}{\lambda^3} \right) + 1 \right]$$

- Gas ideal (Fermi y Bose) en el canónico \rightarrow hard \rightarrow paso al gran canónico.

$$\Xi = \sum_{n=0}^{\infty} z^N Q_N(V, T)$$

$$\Xi = \sum_{n=0}^{\infty} e^{\beta \mu N} \sum'_{n_1} \sum'_{n_2} \dots \sum'_{n_i} e^{-\beta \sum_i n_i e_i}$$

y con un *magic pass*

$$\Xi = \sum_{n_1}^{\infty} \sum_{n_2}^{\infty} \dots \sum_{n_i}^{\infty} e^{\beta \mu \sum_i n_i} e^{-\beta \sum_i n_i e_i} = \sum_{n_1}^{\infty} \sum_{n_2}^{\infty} \dots \sum_{n_i}^{\infty} \prod_i e^{\beta(\mu - e_i) n_i}$$

$$\Xi = \prod_i^L \left(\sum_{n_i=0}^{\infty} e^{\beta(\mu - e_i) n_i} \right)$$

Para Boltzmann el gran canónico será

$$\Xi = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{N!} \left(\frac{zV}{\lambda^3} \right)^N$$

$$\Xi(z, V, T) = \begin{cases} \prod_i \frac{1}{1 - e^{\beta(\mu - e_i)}} & \text{Bose} \\ \prod_i 1 + e^{\beta(\mu - e_i)} & \text{Fermi} \\ e^{zV/\lambda^3} & \text{Boltzmann} \end{cases}$$

$$\log \Xi(z, V, T) = \frac{pV}{kT} = \begin{cases} \sum_i -\log(1 - e^{\beta(\mu - e_i)}) & \text{Bose} \\ \sum_i \log(1 + e^{\beta(\mu - e_i)}) & \text{Fermi} \\ \frac{zV}{\lambda^3} = z \sum_i^L e^{-\beta e_i} & \text{Boltzmann} \end{cases}$$

El número de partículas sale desde

$$\langle N \rangle = z \frac{\partial}{\partial z} (\log \Xi(z, V, T))$$

$$\langle N \rangle = \begin{cases} z \sum_i -\frac{1}{1 - z e^{-\beta e_i}} (-e^{-\beta e_i}) = \sum_i \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e_i} - 1} & \text{Bose} \\ z \sum_i \frac{1}{1 + z e^{-\beta e_i}} (e^{-\beta e_i}) = \sum_i \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e_i} + 1} & \text{Fermi} \\ \frac{zV}{\lambda^3} & \text{Boltzmann} \end{cases}$$

$$\langle n_j \rangle = -\frac{\partial}{\partial \beta e_j} (\log \Xi(z, V, T))$$

$$\langle n_j \rangle = \begin{cases} -\frac{1}{1 - z e^{-\beta e_i}} (-z e^{-\beta e_i})(-1) = \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e_i} - 1} & \text{Bose} \\ \frac{-1}{1 + z e^{-\beta e_i}} (z e^{-\beta e_i})(-1) = \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e_i} + 1} & \text{Fermi} \\ z e^{-\beta e_j} & \text{Boltzmann} \end{cases}$$

4.4.1 Funciones termodinámicas

Todo comienza desde la función de partición

$\Xi = \prod_i 1 + e^{-\beta(e_i - \mu)}$ $\beta pV = \sum_i \log(1 + e^{-\beta(e_i - \mu)})$	$\Xi = \prod_i \frac{1}{1 - e^{-\beta(e_i - \mu)}}$ $\beta pV = \sum_i -\log(1 - e^{-\beta(e_i - \mu)})$
--	---

En gas ideal es, en cartesianas,

$$e = \frac{|\vec{p}|^2}{2m} = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/2m$$

o en esféricas

$$e = \frac{p^2}{2m}$$

Un gas ideal cuántico generalizará al gas ideal clásico y para valores determinados de los parámetros (T, V grandes) debería devolver el resultado clásico.

$$\langle N \rangle = \sum_i \frac{1}{e^{\beta(e_i - \mu)} + 1} \quad \left| \quad \langle N \rangle = \sum_i \frac{1}{e^{\beta(e_i - \mu)} - 1}$$

El paso al continuo y la integración por partes luego del reemplazo

$$\beta e = \frac{\beta p^2}{2m} = \frac{p^2}{2mkT} \cong x$$

llevará a

$$\begin{array}{c} \beta p = \frac{1}{\lambda^3} f_{5/2}(z) \\ \langle N \rangle / V = \frac{1}{\lambda^3} f_{3/2}(z) \end{array} \quad \left| \quad \begin{array}{c} \beta p = \frac{1}{\lambda^3} g_{5/2}(z) \\ \langle N \rangle / V - \frac{N_0}{V} = \frac{1}{\lambda^3} g_{3/2}(z) \end{array} \right.$$

$$n_0 = \frac{1}{z^{-1}-1} = \frac{z}{1-z} \text{ se va a } \infty \text{ con } z \rightarrow 1 \text{ que es } \mu \rightarrow 0.$$

Así queda todo en función de

$$f_\nu(z) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty \frac{x^{\nu-1}}{z^{-1} e^x + 1} dx \quad \text{y} \quad g_\nu(z) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty \frac{x^{\nu-1}}{z^{-1} e^x - 1} dx$$

$$\frac{\lambda^3}{v} = f_{3/2}(z) \quad \left| \quad \frac{\lambda^3}{v} (N - n_0) = g_{3/2}(z) \right.$$

Pero tenemos expresiones en términos de z

$$f_\nu(z) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(-1)^{j+1} z^j}{j^\nu} \quad \left| \quad g_\nu(z) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{z^j}{j^\nu} \right.$$

$N - n_0$ es la población en los estados excitados.

Podemos escribir

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\lambda^3}{v} = z - \frac{z^2}{2^{3/2}} + \frac{z^3}{3^{3/2}} - \dots \\ \frac{\lambda^3}{v}(N - n_0) = z + \frac{z^2}{2^{3/2}} + \frac{z^3}{3^{3/2}} - \dots \end{array} \right|$$

con lo cual con $z \ll 1$ nos podemos quedar con los primeros términos. Asimismo $n_0 \ll N$.

$$\left. \begin{array}{l} \beta p = \frac{z - \frac{z^2}{2^{5/2}} + \dots}{v(z - \frac{z^2}{2^{3/2}} + \dots)} \\ \frac{pV}{NkT} \cong 1 + \frac{\lambda^3}{v2^{5/2}} \end{array} \right| \quad \left. \begin{array}{l} \beta p = \frac{z + \frac{z^2}{2^{5/2}} + \dots}{v(z + \frac{z^2}{2^{3/2}} + \dots)} \\ \frac{pV}{NkT} \cong 1 - \frac{\lambda^3}{v2^{5/2}} \end{array} \right|$$

Así vemos la corrección positiva (negativa) de origen cuántico. La presión en el caso de Fermi es mayor (por exclusión) que la ideal; en cambio en Bose es mayor (condensación). El gas de Boltzmann tendrá como solución

$$\frac{\lambda^3}{v} = z$$

clásicamente

$$\underbrace{\frac{h^3}{(2\pi mkT)^{3/2}}}_{\text{chico}} \underbrace{\frac{N}{V}}_{\text{chico}} = z = e^{\mu/kT}$$

y además como

$$e^{\frac{\mu}{kT}} \ll 1 \quad \frac{\mu}{kT} \ll 0$$

y entonces

$$|\mu| \gg 1, \mu < 0$$

pero $\mu \equiv \partial U / \partial N$ con lo cual decimos que clásicamente al aumentar un δN tenemos un decrecimiento de la energía δU muy grande (con $\delta V = \delta S = 0$).

Anoté investigarlo este asunto.

Hemos pedido que $e^{\beta(\mu - e_i)} < 1$ para Bose de modo que

$$\beta(\mu - e_i) < 0 \quad \mu < e_i \forall i$$

es el requerimiento para Bose y si e_i es el ground entonces $\mu < 0$. Si se da que $\mu \rightarrow 0^-$ con $e_i = 0$ entonces $\langle n_0 \rangle \rightarrow \infty$.

Para Fermi no hay requerimientos pero

$$0 \leq \langle n_0 \rangle \leq 1$$

4.4.2 Ecuaciones de estado para los gases ideales

Hay que pasar al continuo

$$\frac{pV}{kT} = \log [\Xi(z, V, T)] \quad \langle N \rangle = z \frac{\partial}{\partial z} \{ \log [\Xi(z, V, T)] \}$$

$$x = \beta e = p^2 / 2mkT$$

En el caso de Fermi,

$$\frac{pV}{kT} = \frac{V}{\lambda^3} \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{3/2}}{z^{-1} e^x + 1} = \frac{V}{\lambda^3} f_{5/2}(z)$$

$$\frac{\langle N \rangle}{V} = \frac{1}{\lambda^3} \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{z^{-1} e^x + 1} = \frac{1}{\lambda^3} f_{3/2}(z)$$

$$f_\nu(z) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty \frac{x^{\nu-1}}{z^{-1} e^x + 1} = \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j+1} \frac{z^j}{j^\nu}$$

y en el caso de Bose

$$\frac{pV}{kT} = \frac{V}{\lambda^3} \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{3/2}}{z^{-1} e^x - 1} - \log(1 - z) = \frac{V}{\lambda^3} g_{5/2}(z) - \log(1 - z)$$

$$\frac{\langle N \rangle}{V} = \frac{1}{\lambda^3} \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{z^{-1} e^x - 1} + \frac{1}{V} \left(\frac{1}{z^{-1} - 1} \right) = \frac{1}{\lambda^3} g_{3/2}(z) + \frac{\langle n_0 \rangle}{V}$$

$$g_\nu(z) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty \frac{x^{\nu-1}}{z^{-1} e^x - 1} = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{z^j}{j^\nu}$$

La energía siempre resulta valer

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} pV$$

valor que es universal y no depende por lo tanto de la ecuación de estado.

El límite clásico es cuando

$$z^{-1} e^{\beta e_i} \ggg 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{e^{\beta e_i}}{z} \ggg 1$$

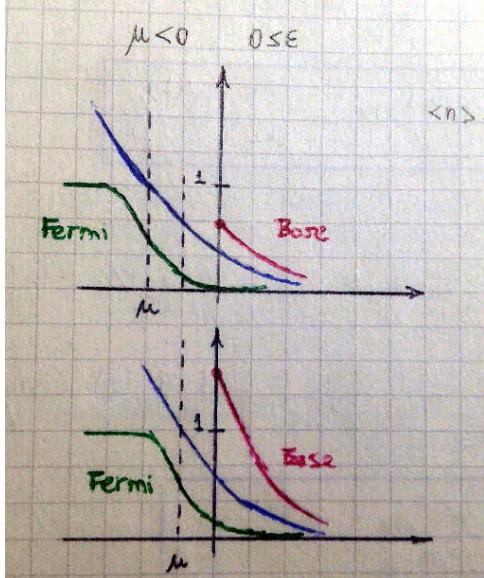
y como $e_i > 0$ se da $e^{e_i/kT} > 1$

$$z \ll 1 \quad e^{\beta \mu} \ll 1 \quad \beta \mu \ll 0 \quad \frac{\mu}{kT} \ll 0$$

$$\mu < 0 \quad \text{y } |\mu| \rightarrow \infty$$

No pasamos al continuo el
estado fundamental
porque puede diverger

pues $kT \propto 10^{-19}$ Joules (a 10000 °K). El límite clásico se da con T altas, $\mu \rightarrow -\infty$ y por ello $z \ll 1$.



Sea un sistema ideal de bosones $\mu < 0$ $0 \leq e$

$$\langle n \rangle = \frac{1}{e^{-\beta\mu} e^{\beta e} - 1}$$

se tiene que para $e = 0$ y $\beta\mu = -1$ es $\langle n \rangle = 0.582$ y para $e = 0$ y $\beta\mu = -0.5$ es $\langle n \rangle = 1.541$

Vemos entonces que el condensado de Bose debe producirse con $\mu \rightarrow 0^-$.

4.5 Gases cuánticos

Lo que sigue es un condensado de toda la teoría básica que ya está presente scattereada por aquí y allá. Obviamente hay que curar y consolidar todo esto.

Se trabajará con gases ideales

$$H = \sum_i^N H_i$$

o sea que consideraremos no interacción con N partículas indistinguibles. Si la Ψ^N es antisimétrica estaremos hablando de fermiones (estadística de Fermi-Dirac) y si es simétrica serán bosones, estadística de Bose-Einstein.

Agregamos una estadística de Maxwell-Boltzmann (teórica). No tendrán una simetría dada; es una aproximación de alta temperatura de un sistema cuántico.

El conteo de estados, ¿Cómo se realiza?

1. Sobre microestados.
2. Sobre energía E , según degeneración $g(E)$.

Tendremos $E = \sum_i^N e_i$ entonces podré factorizar si miro los niveles de energía de una partícula. Un microestados será definido a través de los números de ocupación,

$$n_e = (n_0, n_1, \dots, n_j, \dots)$$

números de ocupación (cantidad de partículas en cada nivel energético).

Se tienen

$$\begin{cases} \sum_e n_e = N = n_0 + n_1 + \dots + n_j + \dots \\ \sum_e e n_e = E \end{cases}$$

y sabemos que si son bosones se tendrá $n_e = 0, 1, 2, \dots$ pero para fermiones $n_e = 0, 1$ (principio de exclusión, dos partículas no pueden compartir sus números cuánticos). Para Boltzmann consideraremos $n_e = 0, 1, 2, \dots$ distinguibles y metemos el factor $1/N!$. Entonces,

$$\begin{cases} g(n_e) = 1 & \text{f, b} \\ g(n_e) = \frac{N!}{\prod_e n_e!} \frac{1}{N!} & \text{MB} \end{cases}$$

pero esto no implica que no haya degeneración en la energía (los casos de fermiones y bosones).

Las funciones de partición

$$Q_N(V, T) = \sum_{\{n_e\}} e^{-\beta E(n_e)} g(n_e),$$

pero sujeta a que $\sum n_e = N$. Para Maxwell-Boltzmann la $g(n_e)$ quedará un binomio de Newton, entonces $Q_N = Q^N / N!$.

Para FD/BE la condición $\sum n_e = N$ hace complicar la cuenta; nos vamos al gran canónico donde es mucho más sencilla la cosa porque desaparece esa constraint y entonces

$$Q(z, V, T) = \sum_{N=0}^{\infty} z^N Q_N(V, T) = \sum_{N=0}^{\infty} z^N \sum_{\{n_e\}} e^{-\beta \sum_e e n_e}$$

En Bose las combinaciones que me puedo armar son las que harán la función de onda simétrica.

Se descorrelacionan los números de ocupación y

$$\sum z^{n_0+n_1+\dots} \sum e^{-\beta(e_0 n_0 + e_1 n_1 + \dots)} = \sum_{n_0} z e^{-\beta e_0 n_0} \sum_{n_1} z e^{-\beta e_1 n_1} \dots$$

y resulta

$$\prod \left(\sum_n z e^{-\beta e^n} \right)$$

donde $n = 0, 1$ para fermiones y $n = 0, 1, 2, \dots$ para bosones. Entonces tendremos, respectivamente

$$Q(z, V, T) = \begin{cases} \prod_e \frac{1}{1 - z e^{\beta e}} \\ \prod_e 1 + z e^{-\beta e} \end{cases}$$

donde en la primer expresión (bosones) se ha usado que $|z e^{-\beta e}| < 1$ para toda e . Para gases ideales sin spin es $|z| < 1$.

$$\beta P V = \begin{cases} - \sum_e \log(1 - z e^{\beta e}) \\ \sum_e \log(1 + z e^{-\beta e}) \end{cases}$$

$$N = \begin{cases} \sum_e \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e} - 1} \\ \sum_e \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e} + 1} \end{cases}$$

Recordemos que estamos sumando siempre sobre los niveles energéticos de una sola partícula (sus estados cuánticos). El número medio de ocupación de cada nivel será

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{Q} \sum_{N=0}^{\infty} z^N \sum_{\{n_e\}} n_e e^{-\beta \sum_e n_e e} = -\frac{1}{\beta} \left. \frac{\partial \log Q(z, V, T)}{\partial e} \right|_{N, V, \text{ todos los otros } e}$$

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e} \mp 1}$$

siendo el primer signo para bosones y el segundo para fermiones.

4.5.1 cuentas del paso discreto-continuo

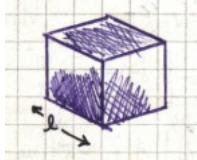
Consideramos la aproximación de que

$$p = \frac{2\pi\hbar}{\ell}(n_x, n_y, n_z) \quad d^3p = \left(\frac{2\pi\hbar}{\ell}\right)^3$$

y esto último es el volumen por punto. Luego, el número de puntos por unidad de volumen es L^3/h^3 . Entonces,

$$\sum_p u \rightarrow \frac{L^3}{h^3} \int d^3p \rightarrow \frac{4\pi L^3}{h^3} \int p^2 dp$$

Si depende del módulo puede pasarse fácilmente a esféricas.



Pero también puedo querer integrar en energía, entonces usamos $mde = pdp$ que viene de $e = p^2/(2m)$ (relación de dispersión no relativista).

$$\frac{4\pi L}{h^3} \int m\sqrt{2mE}(...) de = \int g(e) de(...)$$

donde la densidad de estados es

$$g(e) = \frac{4\pi L}{h^3} m\sqrt{2mE}.$$

En $D = 2$ dimensiones el factor que se hace cargo de los puntos en una superficie será A^2 ,

$$\frac{A^2}{h^2} \int d^2p(...) \quad \frac{2\pi A^2}{h^2} \int pdp(...) = \frac{2\pi A^2}{h^2} \int mde(...)$$

y entonces,

$$g(e) = \frac{2\pi L^2}{h^2} m.$$

En D dimensiones tendremos $g(e) \propto L^D e^{D/2-}$.

Recordemos que aquí siempre estamos en que $g(e)$ es el número de autoestados con energía comprendida entre e y $e + de$.

Capítulo 5

Gas de Fermi

La cosa comienza pasando al límite continuo, donde la $\sum_e \rightarrow V/h^3 \int d^3 p$ siendo la energía $e = p^2/(2m)$

Luego, el gas ideal de Fermi sale de estas dos expresiones

$$\frac{P}{kT} = \frac{4\pi}{h^3} \int_0^\infty dp p^2 \log(1 + z e^{-\beta p^2/(2m)}) = \frac{1}{\lambda^3} f_{5/2}(z)$$
$$\frac{1}{V/N} = \frac{4\pi}{h^3} \int_0^\infty dp p^2 \frac{1}{z^{-1} e^{-\beta p^2/(2m)} + 1} = \frac{1}{\lambda^3} f_{3/2}(z) \quad (1)$$

donde λ es la longitud de onda térmica (que es similar al ancho del paquete de onda de la partícula) Aquí en cada una de esas expresiones, en el RHS, podríamos incorporar un factor g que serían los grados de libertad internos $\text{deg}(e)$ que no están asociados al momento p . La ecuación (1) nos relaciona z con la densidad y de allí se extrae $\mu(V, T, N)$.

v nos da idea de qué tan separadas están las partículas.

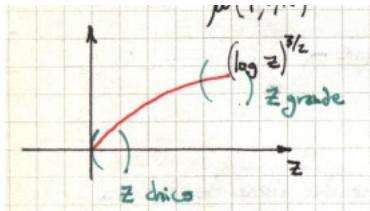
$$\lambda = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mkT}} \quad \lambda \sim \frac{1}{T^{1/2}}$$
$$f_{5/2}(z) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dx x^2 \log(1 + z e^{-x^2}) = \sum_{\ell}^{\infty} (-1)^{\ell+1} \frac{z^\ell}{\ell^{5/2}}$$
$$f_{3/2}(z) = z \frac{\partial}{\partial z} f_{5/2}(z) = \sum_{\ell}^{\infty} (-1)^{\ell+1} \frac{z^\ell}{\ell^{3/2}}$$

En general será

$$f_\nu(z) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty \frac{x^{\nu-1} dx}{z^{-1} e^x + 1} = \sum_{\ell}^{\infty} (-1)^{\ell+1} \frac{z^\ell}{\ell^\nu}$$

que cumple

$$z \frac{dF_\nu(z)}{dz} = \frac{df_\nu(z)}{d\log(z)} = f_{\nu-1}(z).$$



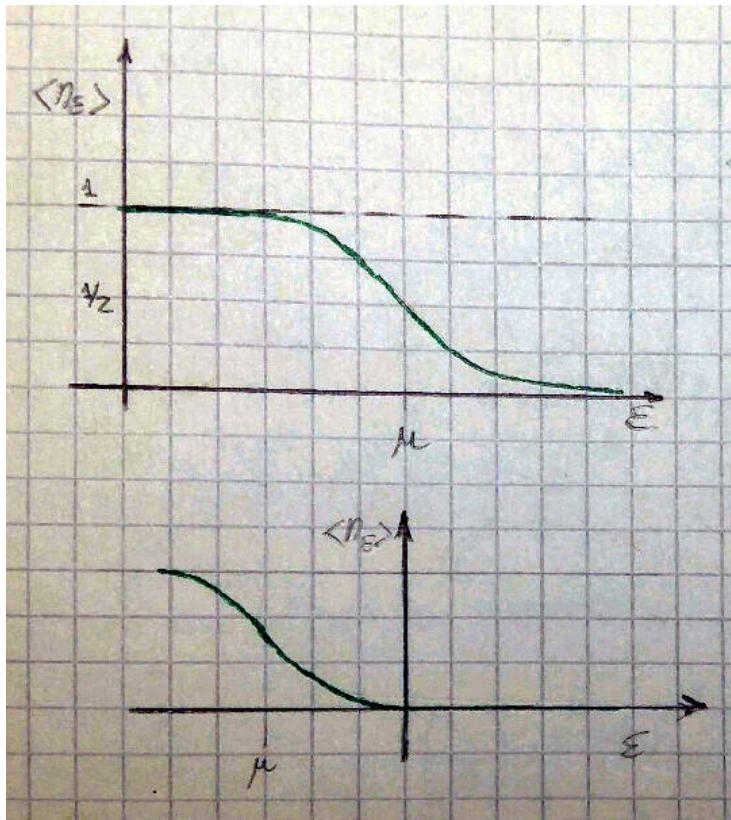
La física del problema dependerá de (a) la dimensión del sistema (b) la relación $e(p)$. Notemos que por ejemplo en 2D no hay condensación de Bose.

Sabíamos que

$$U(z, V, T) = -\frac{\partial}{\partial \beta} \log Q(z, V, T)$$

$$U = \frac{3}{2} \frac{kT}{\lambda^3} f_{5/2}(z) = \frac{3}{2} PV$$

y esto es válido para bosones, fermiones y boltzmanniones.



$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e} + 1} = \frac{1}{e^{\beta(\mu-e)} + 1}$$

Si $\mu < 0$ como $e > 0$ siempre, ni aún en el estado de más baja energía se llega a ocupar el nivel (restan muchos niveles vacíos).

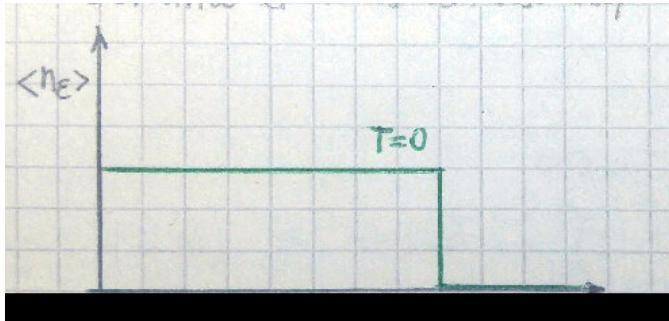
Sea que $T \rightarrow \infty$ entonces $\beta \rightarrow \infty$ y se sigue que

$$e^{\beta(e-\mu)} \rightarrow \infty \quad e > \mu$$

$$e^{\beta(e-\mu)} \rightarrow 0 \quad e < \mu$$

$$e^{\beta(e-\mu)} \rightarrow 1 \quad e = \mu$$

Luego, con $T = 0$ es Fermi un escalón. El valor de μ que determina el último estado ocupado se llama e_F



$$f_{3/2}(z) = \frac{\lambda^3}{v} = \int_0^{\xi=\beta\mu} \frac{x^{1/2}}{\Gamma(3/2)3/2} dx = \frac{4}{3} \frac{1}{\pi^{1/2}} (\beta\mu)^{3/2} = \frac{4}{3} \frac{1}{\pi^{1/2}} (\beta e_F)^{3/2}$$

Pathria 132 cuentas de
GC. Pathria 138 gases
simples.

5.0.1 Análisis del gas ideal de Fermi

La primera aproximación consiste en

- Caso no degenerado : $\lambda^3/v \ll 1$ que lleva a T alta y v alto por ende N/V chico (densidad baja). Es un gas diluido, el límite debería ir a Boltzmann (gas ideal clásico)

$$z \ll 1 \quad f_\nu(z) \approx z \quad \frac{\lambda^3}{v} \approx z$$

Si vale la condición entonces

$$\frac{\lambda^3}{v} = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(-1)^{l+1} z^l}{l^{3/2}} \sim z - \frac{z^2}{2^{3/2}} \ll 1 \quad z \ll 1$$

y vemos que se puede invertir para conseguir la expresión de z ,

$$z \sim \frac{\lambda^3}{V} + \frac{1}{2^{3/2}} \left(\frac{\lambda^3}{V} \right)^2 \sim \frac{\lambda^3}{V} \ll 1$$

y se tiene $e^{\beta\mu} \ll 1$ y por ende $\mu \ll 0$. En el límite clásico $\mu \rightarrow -\infty$.

$$\beta p V = \frac{v}{\lambda^3} \left(z - \frac{z^2}{2^{3/2}} + \dots \right) \approx 1 + \frac{\lambda^3}{2^{5/2} v} \quad U = \frac{3}{2} \frac{N}{\beta} \left(1 + \frac{\lambda^3}{2^{5/2} v} \right)$$

- $\frac{\lambda^3}{v} < 1$ entonces $z < 1$ y hay que expandir el virial,

$$\beta pV = \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l-1} a_l \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^{l-1}$$

que igualando coeficientes se hace (?)

λ^3/v a orden 1 hay efectos cuánticos

$$f_{5/2}(z) = f_{3/2}(z) \cdot \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l-1} a_l \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^{l-1}$$

- $\frac{\lambda^3}{v} \approx 1$ Cálculo numérico

- Caso altamente degenerado : $\lambda^3/v \gg 1$ (bajas temperaturas y altas densidades), se tiene $z \gg 1$. Se puede expandir $f_\nu(z)$ en función de $(\log z)^{-1}$ mediante lema de Sommerfeld

$z \gg 1$ entonces $\log z \gg 1$
 $(\log z)^{-1} \ll 1$ $\log z = \beta\mu$

$$f_{5/2}(z) = \frac{8}{15\pi^{1/2}} (\log z)^{5/2} \left[1 + \frac{5\pi^2}{8} (\log z)^{-2} + \dots \right]$$

$$f_{3/2}(z) = \frac{4}{3\pi^{1/2}} (\log z)^{3/2} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\log z)^{-2} + \dots \right]$$

y entonces, tomando la más burda,

$$\frac{\lambda^3}{v} = \frac{4}{3\pi^{1/2}} (\log z)^{3/2} \quad \text{a orden 0}$$

$$\frac{h^3}{(2\pi mkT)^{3/2}} \frac{N}{V} \frac{3\pi^{1/2}}{4} (kT)^{3/2} = \mu^{3/2}$$

$$\frac{h^3}{\pi} \frac{N}{V} \frac{3}{(2m)^{3/2} 4} = \mu^{3/2} = e_F^{3/2}$$

$$\frac{\lambda^3}{v} \frac{3\pi^{1/2}}{4} (kT)^{3/2} = \mu^{3/2} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\log z)^{-2} + \dots \right]$$

$$\frac{h^3}{\pi} \frac{N}{V} \frac{3}{(2m)^{3/2} 4} = e_F^{3/2} \approx \mu^{3/2} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\log z)^{-2} \right]$$

$$e_F \approx \mu \left[1 + \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\mu}{kT} \right)^{-2} \right]^{2/3} \approx \mu \left[1 + \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{\mu} \right)^2 \right]$$

Anoté investigar este pasaje.

Entonces si se tiene $0 < T \ll T_F$ resulta (realmente en la carpeta está al revés $\mu = e_F$), así que probablemente hay un cambio de signo y aproximaciones en el medio)

$$e_F \approx \mu \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{e_F} \right)^2 \right]$$

y consideramos

$$\frac{1}{\mu^2} \approx \frac{1}{e_F^2}$$

pués μ es muy grande.

$$\beta p v = \frac{f_{5/2}(z)}{f_{3/2}(z)} \approx \frac{2\beta\mu}{5} \left[1 + \frac{5\pi^2}{8} \left(\frac{kT}{\mu} \right)^2 \right] \left[1 - \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{kT}{\mu} \right)^2 \right]$$

Hasta orden dos en T resulta

$$p v \approx \frac{2\mu}{5} \left[1 + \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{kT}{\mu} \right)^2 \right] = \frac{2e_F}{5} \left[1 - \frac{\pi}{12} \left(\frac{kT}{e_F} \right)^2 \right] \left[1 + \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{kT}{e_F} \right)^2 \right]$$

$$p v \approx \frac{2e_F}{5} \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{e_F} \right)^2 \right]$$

$$U = \frac{3}{2} p v \approx \frac{3}{5} N e_F \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{e_F} \right)^2 \right]$$

$$C_V = \frac{\partial U}{\partial T} \approx \frac{N\pi^2 k^2 T}{2e_F} \quad C_V \propto T$$

$$C_V \approx \frac{\pi^2}{2} N k \left(\frac{T}{T_F} \right)$$

DIBUJO T_F siempre estará en general en la zona clásica donde no vale la aproximación degenerada.

Calor específico Fermi (?) se anula con $T = 0$

Tomé notas de una evaluación más

$$f_{11/2}(z) \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} (\log z)^{1/2} \left[1 - \frac{\pi^2}{24} (\log z)^{-2} + \dots \right]$$

que harían llegar a una corrección (notar que arriba fui hasta orden cero nomás)

$$\frac{\lambda^3}{V} \sim \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (\log z)^{3/2} \left[1 - \frac{\pi}{8} (\log z) \right]$$

Otra cosa es la integral

$$N = \int_0^\infty g(e) n_e \, de \longrightarrow \int_0^\infty \frac{g(e)}{e^{\beta(e-\mu)+1}} \, de$$

y vemos que la dimensionalidad entra en $g(e)$ mientras el denominador va al escalón con temperatura nula. En este último caso la integral es $\int^{e_F} g(e) \, de$. Pero para $T \sim 0$ la integral es más complicada y el lema de Sommerfeld ayuda,

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{\phi(x)}{e^{x-\xi} + 1} \, dx &= \int_0^\xi \phi(x) \, dx + \frac{\pi^2}{6} \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=\xi} + \\ &\quad \frac{7\pi^4}{360} \left. \frac{d^3\phi}{dx^3} \right|_{x=\xi} + \frac{31\pi^5}{15120} \left. \frac{d^5\phi}{dx^5} \right|_{x=\xi} \end{aligned}$$

- Caso totalmente degenerado : $\frac{\lambda^3}{v} \rightarrow \infty$ ($T \rightarrow 0$) $z \rightarrow \infty$

La distribución de estados es escalón,

$$\langle N \rangle = \frac{4\pi V}{h^3} \int_0^{p_F} p^2 \left(\frac{1}{z^{-1} e^{\beta p^2/2m} + 1} \right) dp$$

$$\begin{aligned} z &= e^{\beta\mu} \, y \\ z(T \rightarrow 0) &= e^{\beta e_F} \rightarrow \infty \end{aligned}$$

$$\langle N \rangle = \frac{4\pi V}{h^3} \int_0^{p_F} p^2 dp$$

Teniendo el límite sale la cuenta

Notemos que

$$pV = \frac{4\pi V}{h^3} \int_0^{p_F} p^2 kT \log(1 + e^{-1/kT(p^2/2m - \mu_0)}) dp$$

tiene un comportamiento no trivial con $T \rightarrow 0$. Si $kT \rightarrow 0$ entonces si $e > \mu_0$ el log $\rightarrow 0$ y si $e < \mu_0$ el log $\rightarrow \infty$. Parecería que con $T \rightarrow 0$ es

$$pV = \frac{4\pi V}{h^3} \int_0^{p_F} p^2 \left(\frac{p^2}{2m} - \mu_0 \right) dp$$

y haciendo el cambio de variables de acuerdo a $p^2/2m = e$, que lleva a $pdp = mde$, se tiene

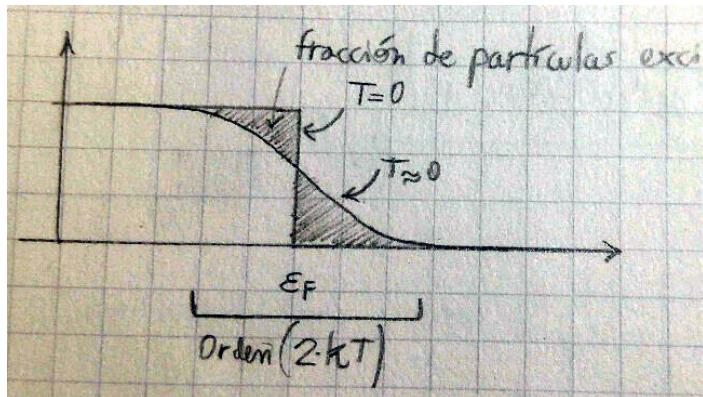
$$pV = \frac{4\pi V}{h^3} \int_0^{e_F} \sqrt{2em^{3/2}} (e - \mu_0) de$$

$$pV = \frac{4\pi V}{h^3} 2^{1/2} m^{3/2} \left(\frac{e_F^{5/2}}{5/2} - \mu_0 \frac{e_F^{5/2}}{3/2} \right) = \frac{4\pi V}{h^3} 2^{1/2} m^{3/2} e_F^{5/2} \frac{4}{15}$$

$$U = \frac{3}{2} pV = \frac{4\pi V}{h^3} 2^{1/2} m^{3/2} e_F^{5/2} \frac{2}{5}$$

$$p = \frac{2}{5} e_F \frac{\langle N \rangle}{V} \quad U = \frac{3}{5} e_F \langle N \rangle$$

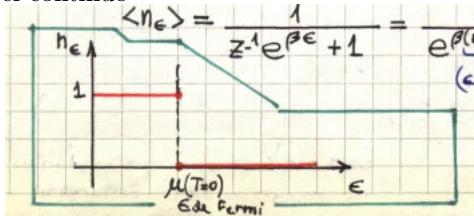
A $T = 0$ tenemos presión y energía no nulas; las partículas no se acomodan todas en un único nivel energético (exclusión de Pauli). Para $T \approx 0$ (T bajas) el escalón en estados apenas se desdibuja



En relación a esto último tenía el límite $T \rightarrow 0$ para la densidad de estados,

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e} + 1} = \frac{1}{e^{\beta(e-\mu)} + 1} \quad T \rightarrow 0 \quad \begin{cases} 1 & e < \mu(T=0) \\ 0 & e > \mu(T=0) \end{cases}$$

y vemos que la cosa depende del signo de $(e - \mu)$ y $\sum_e \langle n_e \rangle = N$, pero en el continuo



$$\sum_e \langle n_e \rangle = N \quad \rightarrow \int_0^\infty g(e) n_e \, de = N$$

pero si tenemos el valor de la energía de Fermi basta integrar hasta allí,

$$\int_0^{e_F} g(e) n_e \, de = N$$

donde $de \, g(e)$ dependerá de la relación entre E y p y la dimensión del problema.

Podemos definir una presión y energía de Fermi así

$$e_F = \frac{p_f^2}{2m} \quad e_F = kT_F$$

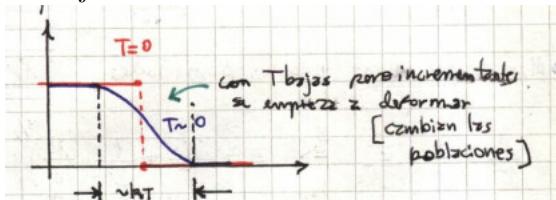
con un gas que tiene $T < T_F$ es un gas altamente degenerado y será

$$e_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{6\pi^2}{v} \right)^{3/2}$$

Ahora bien, si las partículas tienen spin entonces es $g = 2$ de modo que

$$\int_0^{e_F} degg(e) = N$$

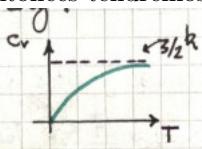
en este caso será más chica la energía de Fermi. Veamos qué pasa a temperaturas bajas con C_V y U . Para los números de ocupación se tiene el gráfico bajo estas líneas



Luego será

$$U = \sum_e en_e = \frac{3}{5} Ne_F \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{e_F} \right)^2 + \dots \right]$$

y entonces tendremos



Para la presión es $P(T = 0) = 2/3U(T = 0)/V$ pero como $U = 3/5Ne_F$, hay presión porque al ser fermiones igualmente hay cierta repulsión: la visión clásica de $T = 0$ con partículas quietas no es apropiada.

El número de partículas excitados puede venir de $\sim NkT/e_F$ entonces estando relacionado con el análogo del kT . El Pathria comenta esto en pag. 199.

EJEMPLO 0.1 Problema 4

Gas de electrones 2D. Altamente degenerado, entonces la temperatura está en $0 < T \ll T_C$. Se puede partir desde

$$\langle E \rangle = PA$$

y vemos que vale en general para D dimensiones

$$PL^D = \frac{2}{D} \langle E \rangle$$

y luego

$$\frac{PA}{kT} = \log Z_{GC} = 2 \sum_p \log(1 + z e^{-\beta e_P})$$

donde el primer dos está asociado al spin. En el paso al continuo resulta

$$\frac{PA}{kT} = \frac{2A}{h^3} \int 2\pi dp \log(1 + z e^{-\beta e_P})$$

o bien

$$\frac{4\pi Am}{h^2} \left(e \log(1 + z e^{-\beta e_P}) \Big|_0^\infty + \beta \int \frac{e de}{e^{\beta(e-\mu)} + 1} \right)$$

donde se ve que el primer término desaparece y entonces si es $T = 0$ basta integrar hasta la energía de Fermi y con $T \sim 0$ hay que usar el lema de Sommerfeld, en cuyo caso tenemos

$$\frac{4\pi Am}{h^2} \left(\frac{\beta\mu^2}{2} + \frac{\pi^2}{6\beta} \right)$$

de manera que finalmente

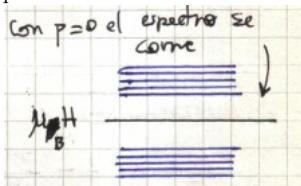
$$\langle E \rangle = \frac{4\pi Am\mu^2}{2h^2} \left(1 + \frac{\pi^2}{3\mu^2} (kT)^2 \right).$$

EJEMPLO 0.2 Problema 5

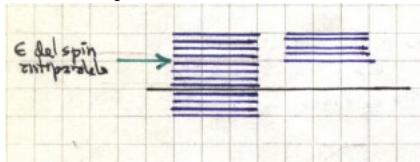
Tenemos electrones en presencia de un campo \mathbf{H} . El spin interactuará con el campo y será

$$\frac{p^2}{2m} + s \mu_B H$$

donde $s = -1$ implica que el spin está paralelo al campo y $s = +1$ implica que está antiparalelo



A una temperatura $T = 0$ el estado minimiza $F = U - TS$ de manera que $F = U$ pero para $T \sim 0$ el estado minimizará con un compromiso entre U y S por las combinaciones posibles



La $e_F = \mu_B H$ para que todos se hallen paralelos al campo. De aquí surge una relación entre la densidad y la energía. Entonces

$$n_+ = \frac{1}{e^{\beta(p^2/(2m)+s\mu_B H-\mu)} + 1} \quad n_- = \frac{1}{e^{\beta(p^2/(2m)-s\mu_B H-\mu)} + 1}$$

e integrando lleva a $N_+ + N_- = N$. Serán $M = \mu_B(N_+ - N_-)$ y luego será

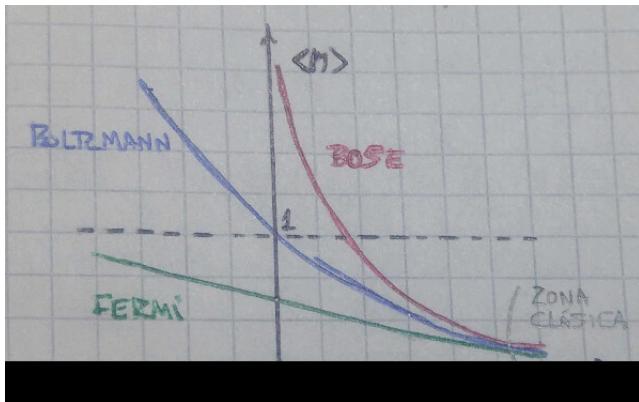
$$\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \left(\frac{M}{H} \right)$$

si este límite es positivo tendremos paramagnetismo, magnetización proveniente del acople entre el campo y el spin mientras que si es negativo tendremos diamagnetismo, magnetización proveniente del acople del momento angular orbital con el campo.

Comentario suelto: metal se puede pensar como un sólido elástico más un gas de electrones. Un foton es una excitación en la red.

5.1 Cuánticos III –reubicar–

5.1.1 Los números de ocupación



Se ve que para Bose $\mu < 0$ siempre pero $\langle n \rangle \rightarrow \infty$ si $\mu \rightarrow 0^+$. El gráfico es para T alta. Con T bajas todo tiende a suceder más pegado al eje $\beta(e - \mu) = 0$

5.1.2 Comportamiento de $f_{3/2}(z)$

$$f_{3/2}(z) = \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j+1} \frac{z^j}{j^{3/2}} \approx z - \frac{z^2}{2^{3/2}} \quad z \text{ chico}$$

$$f_{3/2}(z) = \frac{1}{\Gamma(3/2)} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{z^{-1} e^x + 1} dx \approx \frac{1}{\Gamma(3/2)} \int_0^{\log z = \beta \mu} x^{1/2} dx$$

Notemos que con $\beta\mu$ grande el integrando es 1 o 0 (DIBUJO); en realidad es un escalón en el límite en que $\xi \equiv \beta\mu \rightarrow \infty$

Definimos $\log z \equiv \xi$ para no especular con temperaturas.

$$f_{3/2}(z) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (\log z)^{3/2} \quad z \text{ muy alto}$$

$$f_{3/2}(z) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \left[(\log z)^{3/2} + \frac{\pi^2}{8} (\log z)^{-1/2} + \dots \right]$$

El valor λ^3/v determina relación entre T, V, N que son los parámetros macroscópicos que uno fija.

5.1.3 Casos

- Comportamiento clásico: $\frac{\lambda^3}{v} \ll 1$ Altas T y bajas $n \equiv \frac{N}{V}$

$$\frac{\lambda^3}{v} = f_{3/2}(z) \approx z - \frac{z^2}{2^{3/2}}$$

y por inversión de la serie

$$z = \frac{\lambda^3}{v} + \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^2 2^{-3/2}$$

y entonces si $\frac{\lambda^3}{v} \ll 1$ se tiene que $z \ll 1$

$$\frac{pv}{kT} = \frac{v}{\lambda^3} f_{5/2}(z) \quad \frac{\lambda^3}{v} = f_{3/2}(z)$$

$$\frac{pv}{kT} = \frac{f_{5/2}(z)}{f_{3/2}(z)} \approx \frac{z - z^2/2^{5/2}}{z - z^2/2^{3/2}} \approx 1 + \frac{1}{2^{3/2}} \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)$$

siendo el último término una corrección cuántica.

Sabemos que en Boltzmann es $\frac{\lambda^3}{v} = z$

- Comportamiento cuántico : $\frac{\lambda^3}{v} \gg 1$ Bajas T y altas $n \equiv \frac{N}{V}$

A $T = 0$ determinamos la e_F como (con el límite de $T \rightarrow 0$)

$$\begin{aligned}\frac{\lambda^3}{v} &= \frac{1}{\Gamma(3/2)} \int_0^{\log z = \beta\mu} x^{1/2} dx = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (\log z)^{3/2} \\ \left(\frac{3\lambda^3\sqrt{\pi}}{4v}\right)^{2/3} &= \left(\frac{3h^3\sqrt{\pi}}{4(2\pi mkT)^{3/2}v}\right)^{2/3} = \log z = \beta e_F \\ \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3}{4\pi v}\right)^{2/3} &= e_F = \frac{\hbar}{2m} \left(\frac{6\pi^2}{v}\right)^{2/3}\end{aligned}$$

A $T = 0$ la ocupación por nivel es un escalón ($e_F = \mu(T = 0)$)

$$\langle n_e \rangle = \begin{cases} 1 & e < e_F \\ 0 & e > e_F \end{cases}$$

Estoy ya lo grafiqué antes. Hay que consolidar todo este material.

5.1.4 Funciones termodinámicas con T baja y n alta

Usamos Sommerfeld

$$\frac{\lambda^3}{v} = f_{3/2}(z) \quad \mu = e_F$$

orden 1

$$\begin{aligned}\frac{\lambda^3}{v} &= \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (\log z)^{3/2} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\log z)^{-2} \right] \\ \frac{\lambda^3}{v} \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\log z)^{-2} \right]^{-1} &\approx (\log z)^{3/2} \\ e_F \left(1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{T}{T_F} \right)^2 \right) &\approx \mu(T) \text{ cumple } \mu(T = 0) = e_F\end{aligned}$$

Puede verse que con $\frac{\lambda^3}{v} \gg 1$ (T baja y n alta) es

$$C_V \approx \frac{N\pi^2 k^2 T}{2e_F}$$

DIBUJO

Aún a $T = 0$ hay presión no nula pero $S \rightarrow 0$ con $T \rightarrow 0$ respetando la tercera ley. Existe una relación de recurrencia

$$z \frac{\partial}{\partial z} f_\nu(z) = z \frac{\partial}{\partial z} \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l+1} \frac{z^l}{l^\nu} = \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l+1} \frac{l z^{l-1} z}{l^\nu} = \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l+1} \frac{z^l}{l^{\nu-1}} = f_{\nu-1}(z)$$

$$f_\nu(z) = \int \frac{1}{z} f_{\nu-1}(z) dz$$

$$f_{3/2}(z) \approx \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (\log z)^{5/2}$$

entonces

$$f_{5/2}(z) = \int dz \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{(\log z)^{3/2}}{z} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int dz \frac{2}{5} \frac{\partial}{\partial z} (\log z)^{5/2} = \frac{8}{15\sqrt{\pi}} (\log z)^{5/2}$$

Usamos

$$d(\log z)^n = n(\log z)^{n-1}/z$$

5.1.5 Sobre la aproximación de gas de Fermi para el núcleo

En lo que sigue una deducción más detallada del cálculo. Considero una caja de lados L

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{L} \mathbf{n} \quad \hbar \mathbf{k} = \mathbf{p} = \frac{\hbar}{L} \mathbf{n}$$

$$E = \frac{(\hbar|\mathbf{k}|)^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{m} \frac{2\pi^2}{L^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad n_i \in \mathbb{Z}$$

Quiero saber qué densidad de estados energéticos tengo. Para ello, en esféricas

$$E = \frac{\hbar^2}{m} \frac{2\pi^2}{L^2} r^2$$

donde r vive en la esfera (no es necesario tomar el octante y dividir sobre 8)

$$g(E)dE = N(r)dr = 4\pi r^2 dr$$

siendo $g(E)dE$ el número de puntos entre E y $E + dE$,

$$dE = \frac{(\hbar\pi)^2}{L^2 m} 4r dr$$

$$g(E)dE = \frac{L^3 m^{3/2} E^{1/2}}{\hbar^{3/2} \pi^2 \sqrt{2}} dE$$

Tomo en el origen de coordenadas $n_i = \pm 1, \pm 2, \dots$ y así voy de $-L/2$ a $L/2 < .$

$$N = g \int_0^{e_F} g(E) dE = \sqrt{2} \frac{Vm^{3/2}}{\hbar^3 \pi^2} \int_0^{e_F} e^{1/2} dE$$

$$N = \frac{Vm^{3/2}}{\hbar^3 \pi^2} \frac{2^{3/2}}{3} e_F^{3/2}$$

$$\frac{1}{v} = \frac{m^{3/2}}{\hbar^3 \pi^2} \frac{2^{3/2}}{3} e_F^{3/2}$$

y entonces deducimos de aquí que

$$e_F = \frac{\hbar}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{v} \right)^{2/3}$$

que coincide con la expresión para e_F con degeneración $g = 2$

¿Y estas cuentas sueltas?

$$n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = r^2 \quad V = \frac{4}{3}\pi r^3 \quad dV = 4\pi r^2 dr$$

$$E = \frac{(\hbar\pi)^2}{2ma^2}r^2 \quad dE = \frac{(\hbar\pi)^2}{ma^2}rdr$$

$$N(r)dr = \frac{\pi}{2}r^2 dr$$

será lo mismo que el incremento en niveles energéticos

$$N(e)de = \frac{m^2 a^3}{\pi^2 \hbar^3} \left(\frac{E}{2} \right)^{1/2} dE$$

Pensamos un conjunto de nucleones como un gas de Fermi. Claramente

Recordemos que a $T = 0$ era $pV = 2/5Ne_F$ y $U = 3/5Ne_F$

$$N = 2 \int_0^{e_F} N(e) de$$

porque tenemos la ocupación en función de la energía

$$e_F \propto \left(\frac{N}{V} \right)^{2/3} \text{ según la definición de } e_F$$

Al aplicar este modelo (del gas de Fermi) al núcleo hacemos algunas consideraciones

$$R = a_0 A^{1/3} \quad V \propto A$$

siendo A el número de nucleones.

Para un núcleo se tienen $N=A-Z$ neutrones, siendo Z protones y A nucleones.

$$E = \frac{3}{5} N_T e_F (\text{ a } T = 0)$$

y tenemos un e_F de protones y de neutrones, que son

$$e_{Fp} \propto \left(\frac{Z}{A}\right)^{2/3} \quad e_{Fn} \propto \left(\frac{A-Z}{A}\right)^{2/3}$$

$$E = \frac{3}{5} \left[Z \left(\frac{Z}{V} \right)^{2/3} + (A-Z) \left(\frac{A-Z}{V} \right)^{2/3} \right] = \frac{3}{5} \left(\frac{Z^{5/3} + (A-Z)^{5/3}}{A^{2/3}} \right)$$

donde hemos supuesto ambos pozos iguales. Si los pozos no fueran iguales cambia la e_F .

Se minimiza E con $Z = N = A/2$ (simetría)

$$f_4 \propto E - E_0 = \frac{3}{5A^{2/3}} [Z^{5/3} + (A-Z)^{5/3} - 2(A/2)^{5/3}]$$

que se puede reescribir en función de $D = (N-Z)/2 = (A-2Z)/2 = A/2 - Z$ (que será chico) y de esta manera

$$Z = \frac{A}{2} - D \quad A - Z = \frac{A}{2} + D$$

$$f_4 \propto \frac{3}{5} \left(\frac{[A/2-D]^{5/3} + [A/2+D]^{5/3} - 2[A/2]^{5/3}}{A^{2/3}} \right)$$

y que con un Taylor en $D \approx 0$ resulta

$$f_4 \propto \frac{(A/2-Z)^2}{A} \propto D^2 \text{ término de simetría}$$

5.1.6 Cuánticos 3 – más material para reubicar–

Un esquema de temas: comportamiento de los números de ocupación gas de Fermi : comportamiento de $f_\nu(z)$ con $\nu = 3/2$ gas de Fermi con condiciones extremas

$$\lambda^3/v \ggg 1 \quad \lambda^3/v \lll 1$$

e_F con degeneración g funciones termodinámicas con $\lambda^3/v \ggg 1$ $S \rightarrow 0$ con $T \rightarrow 0$ Aproximación de gas de Fermi para núcleo densidad de estados $g(e)$

La expresión para $\mu(T)$ con $T \geq 0$ sale de

$$\frac{\lambda^3}{v} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (\log z)^{3/2} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\log z)^{-2} \right]$$

$$\begin{aligned}
 (\log z)^{3/2} &= \frac{3\sqrt{\pi}h^3}{(2\pi m)^{3/2}(kT)^{3/2}4v} \frac{1}{\left[1 + \frac{\pi^2}{8}(\log z)^{-2}\right]} \\
 \mu &= \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4v}\right)^{2/3} \frac{h^2}{2\pi m} \left(1 + \frac{\pi^2}{8\log^2 z}\right)^{-2/3} \\
 \mu &= e_F \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{e_F}\right)^2\right]
 \end{aligned}$$

y con T baja podemos escribir todo en función de la e_F .

$$E = \frac{3}{5}Ne_F \quad \text{con } T = 0$$

Hay un yeite en la deducción que refiere a que abajo es lo mismo usar orden 1 que orden dos y reemplazo $(\beta\mu)^{-2}$ por $(\beta e_F)^{-2}$

Lo importante de tener $f_{3/2}(z)$ en función de λ^3/v , desde

$$\lambda^3/v = f_{3/2}(z)$$

DIBUJO

es que vemos que z chico lleva a λ^3/v grande y consecuentemente z grande lleva a λ^3/v grande.

Luego,

clásico $z \ll 1$

$$\frac{\lambda^3}{v} \ll 1 \text{ independientemente}$$

cuántico $z \gg 1$

$$\frac{\lambda^3}{v} \gg 1 \text{ independientemente}$$

Con $T = 0$ es $\mu(T = 0) = e_F$ DIBUJO escalón

Cuántico (límite máximo) entonces

$$z \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{\lambda^3}{v} = \frac{4(\log z)^{3/2}}{3\sqrt{\pi}}$$

$$\frac{\lambda^3}{v} = \frac{4}{2\sqrt{\pi}}(\beta e_F)^{3/2} \text{ con } z = e^{\beta e_F}$$

Entonces e_F es el nivel tal que debajo de él hay N estados. En el espacio de momentos las partículas ocupan una esfera de radio p_F .

5.1.7 Estadísticas –otra cosa para reubicar–

Esta sección es un sketchi

$$\langle n \rangle_i = \frac{1}{e^{\beta(e_i - \mu)} + a} \quad \begin{cases} a = 0 & \text{MB} \\ a = -1 & \text{BE} \\ a = 1 & \text{FD} \end{cases}$$

DIBUJO

Graficamos $1/e^x + a$ En la zona clásica coinciden las tres y es

$$e^{\beta(e_i - \mu)} \gg 1 \quad \forall e_i \text{ de interés}$$

$$z^{-1} e^{\beta e_i} \gg 1 \quad \beta(e_i - \mu) \gg 0$$

$$e^{\beta e_i} \gg z \quad e_i \gg \mu$$

de (2) se deduce que como e_i pueden ser ≈ 0 entonces $0 \gg \mu$ y por lo tanto $e^{\beta\mu} \equiv z \ll 1$ de (1)

$$1 \gg e^{\beta\mu} \quad 0 \gg \beta\mu$$

Clásicamente $e^{\beta\mu}$ domina sobre z

$$\mu < 0 \text{ y } |\mu| \gg 1$$

Bose $\mu < \text{ todo } e$

Fermi μ sin restricción

Para $z \gg 1$ conviene definir $\xi = \log z$ y entonces

$$f_\nu(z) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty \frac{x^{\nu-1}}{e^{x-\xi} + 1} dx$$

Siendo ξ grande se tendrá que

$$F = \frac{1}{e^{x-\xi} + 1} = \begin{cases} 1 & x < \xi \\ 1/2 & x = \xi \\ 0 & z > \xi \end{cases}$$

En este supuesto $\xi \gg 1$ podemos integrar

$$f_\nu(z) \approx \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty x^{\nu-1} dx$$

donde suponemos $T \gtrsim 0$ con lo cual $\beta\mu \rightarrow \infty$, $\xi \rightarrow \infty$ y $z^{-1} \rightarrow 0$, $e^{-\xi} \rightarrow 0$

$$f_\nu(z) \approx \frac{\xi^\nu}{\Gamma(\nu)\nu}$$

Con $\nu = 3/2$ resulta

$$f_{3/2}(z) \approx \frac{(\log z)^{3/2}}{\Gamma(3/2)3/2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\lambda^3}{v} &= \frac{4}{3} \frac{1}{\pi^{1/2}} (\beta\mu)^{3/2} \rightarrow \left(f_{3/2}(z) \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \right)^{2/3} \frac{1}{\beta} = e_F \\ \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3}{4v\pi} \right)^{2/3} &= \mu = e_F(\mu \text{ a } T = 0) \end{aligned}$$

La $e_F(\mu \text{ a } T = 0)$ es la energía hasta la cual se hallan ocupados los niveles energéticos. Con $T \gtrsim 0$ la ocupación es un escalón

DIBUJO

La e_F es el valor de $\mu(T = 0)$

La energía U es

$$U = \frac{3}{2} pV = \frac{3V}{2\beta\lambda^3} f_{3/2}(z) = \frac{3N}{2\beta} \frac{f_{5/2}(z)}{f_{3/2}(z)}$$

Tenemos una aproximación de Sommerfeld para z grande

$$f_{3/2}(z) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} (\log z)^{3/2} \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\log z)^{-2} + \dots \right]$$

$$f_{5/2}(z) = \frac{8}{15\sqrt{\pi}} (\log z)^{5/2} \left[1 + \frac{5\pi^2}{8} (\log z)^{-2} + \dots \right]$$

$$U = \frac{3N}{5\beta} (\log z) \left[1 + \frac{5\pi^2}{8} (\log z)^{-2} + \dots \right] \left[1 + \frac{\pi^2}{8} (\log z)^{-2} + \dots \right]^{-1}$$

$$U = \frac{3\mu}{5} \left[1 + \frac{5\pi^2}{8} (\log z)^{-2} + \dots \right] = \frac{3\mu}{5} + \frac{15\pi^2\mu}{60} \left(\frac{1}{\beta\mu} \right)^2 + \dots$$

$$C_v \equiv \frac{\partial}{\partial T} U/N \cong \frac{\pi^2}{2} \frac{k^2 T}{\mu}$$

entonces con $T \gtrsim 0$ es $C_v \propto T$ y con $T = 0$ es

$$\frac{U}{N} = \frac{3}{5} e_F$$

$$\frac{U}{N} = \frac{3}{5} e_F \left(1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{T}{\underbrace{e_F/k}_{\equiv T_F}} \right)^2 + \dots \right)$$

Para $z \approx 1$ se debe expandir en el virial

$$\frac{pV}{NkT} = \sum_{l=1}^{\infty} a_l \left(\frac{\lambda^3}{gv} \right)^{l-1} (-1)^{l-1}$$

Sabemos que

$$\frac{p}{kT} = \frac{f_{5/2(z)}}{\lambda^3}$$

y entonces con las expresiones de f_ν ,

$$\frac{pV}{NkT} = \frac{\sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j+1} z^j / j^{5/2}}{\sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} z^k / k^{3/2}}$$

Debemos usar toda la serie

$$\left[\sum_{l=1}^{\infty} a_l \left(\frac{\lambda^3}{gv} \right)^{l-1} (-1)^{l-1} \right] \left[\sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} z^k / k^{3/2} \right] = \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^{j+1} z^j / j^{5/2}$$

Resultan

$$\begin{cases} a_1 = 1 \\ a_2 = -0.17678 \\ a_3 = -0.00330 \end{cases}$$

$$\frac{pV}{NkT} = 1 + 0.17678 \underbrace{\left(\frac{\lambda^3}{gv} \right)}_{\propto T^{-3/2}} - 0.00330 \left(\frac{\lambda^3}{gv} \right)^2$$

Usando

$$U = 3/2pV$$

$$\frac{U}{N} \cong 3/2kT \left(1 + 0.17678 \left(\frac{\lambda^3}{gv} \right) \right)$$

$$\frac{\partial}{\partial T} \frac{U}{N} = C_v = 3/2kT \left(1 + 0.17678 \left(\frac{\lambda^3}{gv} \right) \right) + \frac{3}{2} kT 0.17678 \frac{h^3}{gv(2\pi mk)^{3/2} 2/3 T^{5/2}}$$

y se puede despejar

$$c_v = \frac{3}{2} k \left[1 - 0.08839 \left(\frac{\lambda^3}{gv} \right) \right]$$

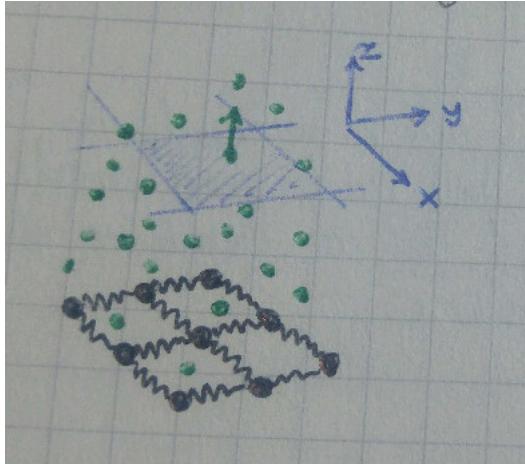
5.2 Estudio de un metal – título tentativo –

5.2.1 Estudio de un metal

Modelamos un metal como una red de átomos que pueden oscilar y un gas de electrones

$$(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_N) \quad N \text{ átomos}$$

$$(\mathbf{x}_1^0, \dots, \mathbf{x}_N^0) \quad \text{Equilibrio fundamental}$$



Los desplazamientos del equilibrio serán

$$\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_i^0 = \vec{\xi}_i$$

Planteo de un potencial de pequeñas oscilaciones

$$K = \sum_i \frac{m}{2} |\vec{\xi}_i|^2 \quad \text{cinética}$$

$$V = V(\{\mathbf{x}_i^0\}) + \underbrace{\sum_i \frac{\partial V}{\partial \mathbf{x}_i} \Big|_{\mathbf{x}_i^0}}_{=0} (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_i^0) + \sum_{i,j} \frac{1}{2} \frac{\partial V}{\partial \mathbf{x}_i} \mathbf{x}_j (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_i^0) (\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_j^0)$$

Es cero porque está evaluado en el mínimo.

$$V = V_0 + \sum_{i,j} \frac{1}{2} k_{ij} \vec{\xi}_i \cdot \vec{\xi}_j \quad \text{potencial}$$

siendo las constantes de fuerza k_{ij} las que controlan la interacción

$$H = V_0 + \frac{m}{2} |\vec{\xi}_i|^2 + \sum_{i,j} \frac{1}{2} k_{ij} \vec{\xi}_i \cdot \vec{\xi}_j$$

Este hamiltoniano se puede pasar a modos normales diagonalizando la matriz de fuerzas

$$H = V_0 + \frac{m}{2} \sum_i^{3N} (\dot{q}_i^2 + \omega_i^2 q_i^2)$$

y ω_i son las frecuencias de los $3N$ modos normales del sistema de N grados de libertad en 3D. En modos normales el hamiltoniano del sistema es el de $3N$ osciladores armónicos independientes (no acoplados. Puede resolverse mediante los operadores de bajada y de subida (cuántica) resultando en

$$E = \sum_i^{3N} \left(n_i + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_i$$

donde n_i es el número de fonones (ocupación) del modo normal i -ésimo.

Estos fonones, cuasipartículas, son bosones porque pueden ser

$$n_i = 0, 1, 2, \dots, \infty$$

y su número total no está fijo ($\mu = 0$ pues la energía no depende del número de fonones)

$$n_i = \frac{1}{e^{\beta \hbar \omega_i} - 1}$$

pues $\hbar \omega_i$ es la energía del estado i -ésimo

$$n_i = \frac{1}{e^{\hbar \omega_i / kT} - 1}$$

$$E = V_0 + \frac{1}{2} \sum_i^{3N} \hbar \omega_i + \sum_i^{3N} n_i \hbar \omega_i$$

La función de partición canónica será

$$Q = \sum_E e^{-\beta E} = \sum_E e^{-\beta(\frac{1}{2} \sum \hbar \omega_i + \sum n_i \hbar \omega_i)}$$

$$Q = \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \dots \sum_{n_N=0}^{\infty} e^{-\beta \sum (\hbar \omega_i / 2 + n_i \hbar \omega_i)}$$

$$Q = \sum_{n_1} e^{-\beta(\hbar \omega_1 / 2 + n_1 \hbar \omega_1)} \sum_{n_2} e^{-\beta(\hbar \omega_2 / 2 + n_2 \hbar \omega_2)} \dots$$

$$Q = \prod_i^{3N} \left(\sum_{n_i=0} e^{-\beta(\hbar \omega_i / 2 + n_i \hbar \omega_i)} \right) = \prod_i^{3N} \left(\sum_{n_i=0} e^{-\beta n_i \hbar \omega_i} \right) e^{-\beta \hbar \omega_i / 2}$$

$$Q = \prod_i^{3N} \left(\frac{1}{1 - e^{-\beta \hbar \omega_i}} \right) e^{-\beta \hbar \omega_i / 2} = \prod_i^{3N} \left(\frac{1}{e^{\beta \hbar \omega_i} - e^{-\beta \hbar \omega_i}} \right)$$

$$\log Q = \sum_i^{3N} \log \left(\frac{1}{e^{\beta \hbar \omega_i} - e^{-\beta \hbar \omega_i}} \right) = \sum_i^{3N} -\log (e^{\beta \hbar \omega_i} - e^{-\beta \hbar \omega_i})$$

$$\log Q = \sum_i^{3N} -\log \left(2 \sinh \left(\frac{\hbar \omega_i}{2kT} \right) \right)$$

Si quisieramos pasar al continuo resultaría (con $N \rightarrow \infty$)

$$\log Q = - \int_0^\infty d\omega g(\omega) \log \left[2 \sinh \left(\frac{\beta \hbar \omega}{2} \right) \right]$$

donde $g(\omega)$ es la densidad de estados y

$$d\omega g(\omega) = \# \text{ de modos normales con frecuencia entre } \omega \text{ y } \omega + d\omega$$

Tenemos dos métodos de cálculo de energía

$$E = \sum_i^{3N} (n_i + 1/2) \hbar \omega_i \quad \left| \begin{array}{l} -\frac{\partial \log Q}{\partial \beta} = \sum_i^{3N} \frac{1}{e^\square - e^{-\square}} (e^\square + e^{-\square}) \frac{\hbar \omega_i}{2} \\ -\frac{\partial \log Q}{\partial \beta} = \sum_i^{3N} \left(\frac{e^\square + e^{-\square}}{e^\square - e^{-\square}} \right) \frac{\hbar \omega_i}{2} \\ = \sum_i^{3N} \left(\frac{e^{2\square} + 1}{e^{2\square} - 1} \right) \frac{\hbar \omega_i}{2} \end{array} \right.$$

$$\sum_i^{3N} \hbar \omega_i \left(\frac{1/2 e^{\beta \hbar \omega_i} + 1/2}{e^{\beta \hbar \omega_i} - 1} \right)$$

$$\sum_i^{3N} \frac{\hbar \omega_i}{2} \left(\frac{e^{\beta \hbar \omega_i} + 1}{e^{\beta \hbar \omega_i} - 1} \right)$$

Por supuesto ambas coinciden. Observemos que

$$\# \text{ de fonones} = \sum_i^{3N} n_i$$

es una cantidad que no es fija (se crean y se destruyen). Por ello podemos evaluar fácilmente el Q .

Desde E se puede evaluar el C_v

$$\frac{\partial E}{\partial T} = \sum_i^{3N} \frac{\hbar \omega_i}{2} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\cosh \square}{\sinh \square} \right)$$

$$C_v = \sum_i^{3N} \frac{\hbar\omega_i}{2} \left[\frac{\sinh \square}{\sinh \square} \frac{\partial \square}{\partial T} - \frac{\cosh^2 \square}{\sinh^2 \square} \frac{\partial \square}{\partial T} \right]$$

$$C_v = \sum_i^{3N} \frac{\hbar\omega_i}{2} \frac{\hbar\omega_i}{2k} \left(\frac{-1}{T^2} \right) \left(\frac{-1}{\sinh^2 \square} \right)$$

Tenemos el modelo de Einstein, que usa $\omega_i = \omega_E \forall i$ y entonces

$$C_v = 3Nk \left(\frac{\hbar\omega_E}{kT} \right)^2 \frac{1}{[\mathrm{e}^{\hbar\omega_E/kT^2} - \mathrm{e}^{-\hbar\omega_E/kT^2}]^2}$$

$$C_v = 3Nk \left[\left(\frac{1}{t} \right)^2 \left(\frac{1}{\mathrm{e}^{1/(2t)} - \mathrm{e}^{-1/(2t)}} \right)^2 \right]$$

Con $T \ggg 1$ es [...] $\rightarrow 1$ y $C_V = 3Nk$ (clásico). Con $T < 1$ se comporta exponencialmente.

Dibujo

$C_v \rightarrow 3Nk$ con $T \ggg 1$, $C_v \rightarrow 0$ con $T \rightarrow 0$ Tiende a cero muy rápidamente

5.2.2 Modelo de Debye

Las frecuencias se distribuyen continuamente de modo que hay

$$\int_0^{\omega_D} g(\omega) d\omega = 3N$$

modos normales; es decir que se integra hasta una frecuencia de corte ω_D . $g(\omega)$ la extraemos de considerar frecuencias permitidas de una onda plana de sonido en un sólido de lados L .

$$\mathbf{p} = \frac{h}{L} \mathbf{n} = \frac{h}{2\pi} \mathbf{k} \quad \rightarrow \quad \mathbf{k} = \frac{2\pi}{L} \mathbf{n} \quad \delta|\mathbf{k}| = \frac{(2\pi)^3}{V}$$

$$c_s = \frac{\omega}{|\mathbf{k}|} \quad \rightarrow \quad 4\pi k^2 \frac{V}{(2\pi)^3} dk = 1 \text{ esféricas}$$

$$d|\mathbf{k}| = \frac{d\omega}{c_s}$$

y será

$$\frac{V}{2\pi^2} k^2 dk = \frac{V}{2\pi^2} \frac{\omega^2}{c_s^3} d\omega$$

$$g(\omega) d\omega = g(k) dk \quad \rightarrow \quad g(\omega) = \frac{V\omega^2}{2\pi^2 c_s^3}$$

$$\int_0^{\omega_D} \frac{V\omega^2}{2\pi^2 c^3} d\omega = \frac{V\omega_D^3}{6\pi^2 c^3} = 3N$$

$$\omega_D = c \left(\frac{18\pi^2}{v} \right)^{1/3}$$

En realidad hay que considerar los tres modos: uno longitudinal y dos transversales,

$$\int_0^{\omega_D} \frac{V\omega^2}{2\pi^2} \left(\frac{1}{c_L^3} + \frac{2}{c_T^3} \right) d\omega = \frac{V\omega_D^3}{6\pi^2} \left(\frac{1}{c_L^3} + \frac{2}{c_T^3} \right) = 3N$$

$$\omega_D = \left(\frac{1}{c_L^3} + \frac{2}{c_T^3} \right)^{-1/3} \left(\frac{18\pi^2}{v} \right)^{1/3}$$

$$\frac{V}{2\pi^2 c^3} = \frac{9N}{\omega_D^3} \quad \rightarrow \quad g(\omega) = \frac{9N}{\omega_D^3} \omega^2$$

$$C_v = \sum_i^{3N} k_B \left(\frac{\hbar\omega_i}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{-\left(\frac{\hbar\omega_i}{k_B T}\right)}}{(1 - e^{-\left(\frac{\hbar\omega_i}{k_B T}\right)})^2}$$

La suma en los $3N$ modos normales (estados de fonones) puede pasarse a integral

$$C_v = \int_0^{\omega_D} g(\omega) k_B \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{-\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)}}{(1 - e^{-\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)})^2} d\omega$$

Había unas cuentitas de los diferenciales discretos que se pueden referir nomás.

Usando la aproximación de Debye es
DIBUJO

$$g(\omega) = \frac{9N}{\omega_D^3} \omega^2$$

$$C_v = \int_0^{\omega_D} \frac{9N}{\omega_D^3} \omega^2 k_B \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T} \right)^2 \frac{e^{-\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)}}{(1 - e^{-\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)})^2} dx$$

reemplazamos

$$x = \frac{\hbar\omega}{k_B T} \quad dx = \frac{\hbar}{k_B T} d\omega$$

$$k_B \int_0^{\hbar\omega_D/(k_B T)} \frac{9N}{\omega_D^3} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^3 x^4 \frac{e^{-x}}{(1 - e^{-x})^2} dx$$

$$C_v = 3Nk_B \left(\int_0^{\beta\hbar\omega_D=x_D} \frac{3x^4 e^{-x}}{x_D^3 (1 - e^{-x})^2} dx \right)$$

$$D(x_D) \equiv \frac{3}{x_D^3} \int_0^{x_D} \frac{x^4 e^{-x}}{(1 - e^{-x})^2} dx = \frac{3}{x_D^3} \int_0^{x_D} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx$$

El caso límite $T \rightarrow \infty$ (clásico) resulta en $D(x_D) = 1$ pues el integrando es como x^2 y entonces

$$C_v = 3Nk_b$$

DIBUJITO bosquejo

Trabajando sobre $D(x_D)$ se tiene

$$\frac{3}{x_D^3} = \left[\int_0^{x_D} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx \right]$$

e integrando por partes ($u = x^4$ y $dv = e^x / (e^x - 1)^2 dx$) se arriba a

$$\frac{3x_D}{1 - e^{x_D}} + \frac{12}{x_D^3} \int_0^{x_D} \frac{x^3}{e^x - 1} dx$$

Con $x \ll 1$ es

$$e^x - 1 = x \left(1 + \frac{x}{2} + \frac{x^2}{6} \right)$$

$$\frac{1}{e^x - 1} = \frac{1}{x} \left(1 + \frac{x}{2} + \frac{x^2}{6} \right)^{-1} \approx \frac{1}{x} \left(1 - \left[\frac{x}{2} + \frac{x^2}{6} \right] + \left[\frac{x}{2} + \frac{x^2}{6} \right]^2 \right)$$

y quedándonos a orden 2

$$\frac{1}{e^x - 1} \approx \frac{1}{x} \left(1 - \frac{x}{2} + \frac{x^2}{12} \right) = \frac{1}{x} - \frac{1}{2} + \frac{x}{12}$$

$$3x_D \left(-\frac{1}{x_D} + \frac{1}{2} - \frac{x_D}{12} \right) + \frac{12}{x_D^3} \int_0^{x_D} \left(x^2 - \frac{x^3}{2} + \frac{x^4}{12} \right) dx = 1 - \frac{x_D^2}{20}$$

llegamos a

$$C_v = 3Nk_b \left[1 - \frac{x_D^2}{20} \right] = 3Nk_b \left[1 - \frac{(\hbar\omega_D)^2}{20(kT)^2} \right]$$

Con $x_D \ll 1$ ($T \gg 1$) tiende al valor clásico (Pettit & Dulong)

Con $x_D \gg 1$

$$D(x_D) = \frac{3x_D}{1 - e^{x_D}} + \frac{12}{x_D^3} \int_0^{x_D} \frac{x^3}{e^x - 1} dx$$

y como podemos integrar entre 0 e ∞ con lo cual

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^4}{15}$$

DIBUJO

$$D(x_D) = \frac{4}{5} \frac{\pi^4}{x_D^3} = \frac{4\pi^4}{5} \left(\frac{kT}{\hbar\omega_D} \right)^3$$

DIBUJO Ley de Dulong y Pettit

$$C_v = 3Nk_B \left(\frac{4\pi^4}{5} \right) \left(\frac{k}{\hbar\omega_D} \right) T^3$$

Con $x_D \gg 1$ ($T \ll 1$) tiende a 0 como resulta experimentalmente.

5.2.3 Gas de electrones en metales

Consideramos bajas temperaturas y altas densidades

$$\frac{\lambda^3}{v} \gg 1 \quad \text{CASO DEGENERADO}$$

$$\frac{\lambda^3}{v} = f_{3/2}(z) \quad \text{con } z \gg 1(T=0)$$

Usamos aproximación de Sommerfeld (1928)

$$\frac{\lambda^3}{v} = \frac{4}{3\pi^{1/2}} [\log(x)]^{3/2} \quad \text{a orden cero}$$

$$\frac{h^3}{v(2\pi mkT)^{3/2}} = \frac{4}{3\pi^{1/2}} \left(\frac{e_F}{kT} \right)^{3/2}$$

$$e_F = \frac{h^2 3^{2/3}}{2m(4\pi v)^{2/3}}$$

$$e_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{32^3 \pi^2}{4v} \right)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{6\pi^2}{v} \right)^{2/3}$$

$$z = e^{\beta\mu(T=0)} = e^{\beta e_F}$$

Veamos que la e_F disminuye con el aumento de v y m . Para la distribución de Fermi teníamos

DIBUJO

$$\frac{1}{e^{\frac{e-\mu(T)}{kT}} + 1}$$

Sea un δe

$$n_e = \frac{1}{e^{(e_F + \delta e - e_F + (\pi^2/12)(T'/T_F)^2 e_F)/(kT')} + 1} = \frac{1}{e^{\frac{\delta e}{kT'} + (\pi^2/12)(T'/T_F)} + 1}$$

Usamos que

$$\mu = e_F \left(1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{T}{T_F} \right)^2 \right)$$

y como $\pi^2/12 \sim 1$ se tiene $e^{\delta e/(kT') + kT'/(kT_F)}$

Si $kT' \ll kT_F$ entonces se tiene

$$\frac{1}{e^{\delta e/(kT')} + 1}$$

lo cual dice que con $\delta e = 2kT'$ es $n_e \sim 0.11$ y es $2kT'$ justamente el apartamiento del caso degenerado.

Si, como sucede con T_{AMB} en un gas de electrones por ejemplo,

$$T_{\text{AMB}} \ll T_F$$

se tiene

$$T_F = e_F/k_B$$

DIBUJO

La T_F es una propiedad de las partículas del gas que mide la sensibilidad ante cambios en la temperatura.

Para saber si me hallo muy lejos del comportamiento tipo escalón ($T = 0$) evalúo T_F . Si resulta $T < T_F$ entonces la variación $2kT$ es aproximadamente el e tal que $n_e = 0.11$.

Asimismo para el C_v se tenía

$$C_v = \frac{\pi^2}{2} N k \left(\frac{T}{T_F} \right) \quad \text{Gas de Fermi}$$

Modelando un sólido como

gas de Fermi (electrones) + gas de fonones (átomos centrales)

se tienen

$$C_v = \alpha T + \beta T^3$$

y vemos que a T_{AMB} (alta) domina el término de fonones y a muy baja T ($T \lesssim 1$) el de electrones.

* idea

Dibujito

Evaluando la desigualdad $T < T_F$ podemos ver si la distribución tiene pinta de escalón o de rampa.

5.2.4 Emisión termoiónica

Modelaremos un gas de electrones confinado en un potencial W creado por una red de iones positivos.

DIBUJO

Veamos emisión en \hat{z} . Necesitaremos

$$K > W \quad \frac{p_z^2}{2m} > W \quad p_z > (2mW)^{1/2}$$

y sea $n\mathbf{v} \cdot \mathbf{A}$ flujo de electrones a través del área A en la unidad de tiempo, R el número de electrones en la unidad de tiempo y de área nv_z , i.e.

$$R = n \frac{p_z}{m} = \frac{Np_z}{Vm}$$

$$R = \sum_{e_i} \frac{n_i p_z}{Vm} \quad \frac{V\delta|\mathbf{p}|}{h^3} = 1$$

$$R = \int_{(2mW)^{1/2}}^{\infty} dp_z \int_0^{\infty} dp_x \int_0^{\infty} dp_y \frac{1}{e^{[p^2/(2m)-\mu]/(kT)} + 1} \left(\frac{p_z}{m}\right) \frac{1}{h^3}$$

Pasamos $dp_x dp_y = p' 2\pi dp'$ (polares)

$$\frac{2\pi}{h^3} \int_{(2mW)^{1/2}}^{\infty} dp_z \left(\frac{p_z}{m}\right) \int_0^{\infty} \frac{p'}{e^{[p_z^2/(2m)+p^2/(2m)-\mu]/(kT)} + 1} dp'$$

y con un cambio de variables $\xi = p'^2/(2mkT)$

$$\frac{2\pi}{h^3} \int_{(2mW)^{1/2}}^{\infty} dp_z 2p_z \int_0^{\infty} \frac{kT}{e^{p_z^2/(2mkT)} e^{\xi} e^{-\mu/(kT)} + 1} d\xi$$

$$\frac{4\pi kT}{h^3} \int_{(2mW)^{1/2}}^{\infty} dp_z p_z \log(1 + e^{[-p_z^2/(2m)+\mu]/(kT)})$$

a T altas resulta

$$R = \frac{4\pi kT}{h^3} \int_{(2mW)^{1/2}}^{\infty} dp_z p_z e^{[-p_z^2/(2m)+\mu]/(kT)}$$

y con otro cambio de variables $p_z^2/(2mkT) = e$

$$R = kT \int_{W/(kT)}^{\infty} 2mde e^{-e} e^{\mu/(kT)}$$

$$R = \frac{4\pi kT}{h^3} 2mkT e^{\mu/(kT)} e^{-W/(kT)} = \frac{8\pi m(kT)^2}{h^3} e^{(\mu-W)/kT}$$

a T bajas también es

$$\log(1 + e^{(\mu-p_z^2/sm)/kT}) \approx e^{[\mu-p_z^2/2m]/(kT)}$$

con lo cual la integral da lo mismo

$$R = \frac{8\pi m(kT)^2}{h^3} e^{(\mu-W)/kT} e^{-W/(kT)}$$

pero aquí

$$\frac{\lambda^3}{v} \approx z = e^{\mu/(kT)} \rightarrow \frac{h^3}{v(2\pi mkT)^{3/2}} = z$$

$$R = \frac{4(kT)^{1/2}}{v(2\pi m)^{1/2}} e^{-W/(kT)}$$

Capítulo 6

Gas de Bose

Para Bose debe cumplirse $\mu < 0$ todo e y como $e \geq 0$ eso dice que

$$\mu < 0$$

Pero si en un sistema tiene e_0 como mínimo y $e_0 > 0$ entonces, ¿puede ser $\mu > 0$? Aparentemente sí (al menos recordando que la restricción sale de la serie).

Ya lo entendí esto: pero no para partícula libre.

$$N = \sum_e \langle n_e \rangle = \sum_e \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e} - 1}$$

Además $\langle n_e \rangle \geq 0$, el número de partículas debe ser positivo, lo que lleva a $|z e^{-\beta e}| < 1$ para todo e de manera que con $e \geq 0$ se tiene $0 < z < 1$ (esto depende de que los niveles de energía sean mayores a cero).

$$\beta p V = \log(\Xi) = \sum_e -\log(1 - e^{-\beta(e-\mu)})$$

$$\beta p = \sum_{e \neq 0} \frac{-\log(1 - e^{-\beta(e-\mu)})}{V} - \frac{\log(1 - z)}{V}$$

La densidad es

$$\frac{N}{V} = \frac{1}{\lambda^3} g_{3/2}(z)$$

donde la expresión general de las g_ν es

$$g_\nu(z) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty \frac{x^{\nu-1}}{z^{-1} e^x - 1} dx$$

El paso al continuo para $N, V \rightarrow \infty$ con N/V constante y la relación $e = p^2/(2m)$ resulta en

$$g(e) = \left(\frac{2\pi V}{h^3} \right) (2N)^{3/2} e^{1/2}$$

y con ello las dos ecuaciones continuas para el gran canónico resultan en

$$\begin{aligned} \frac{pV}{kT} &= -\frac{2\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \int_0^\infty e^{1/2} \log(1 - z e^{-\beta e}) de \\ N &= \frac{2\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \int_0^\infty \frac{e^{1/2}}{z^{-1} e^{\beta e} - 1} de \end{aligned}$$

Al final la energía

$$U = -\frac{\partial}{\partial \beta} \log Q = \frac{3}{2} kT \frac{V}{\lambda^3} g_{5/2}(z)$$

y se ve que $pV = 2/3U$ que usó la dispersión no relativista y el factor 3 es por la dimensión.

Para la ecuación de estado hay que expresar $z = z(N)$ e introducirlo en $p/(kT)$.

El último término será negligible para todo z , incluso con $z \rightarrow 1$ pues en ese caso $V \rightarrow \infty$ mucho más rápido

$$\langle n_0 \rangle = \frac{1}{z^{-1} - 1} = \frac{z}{1 - z}$$

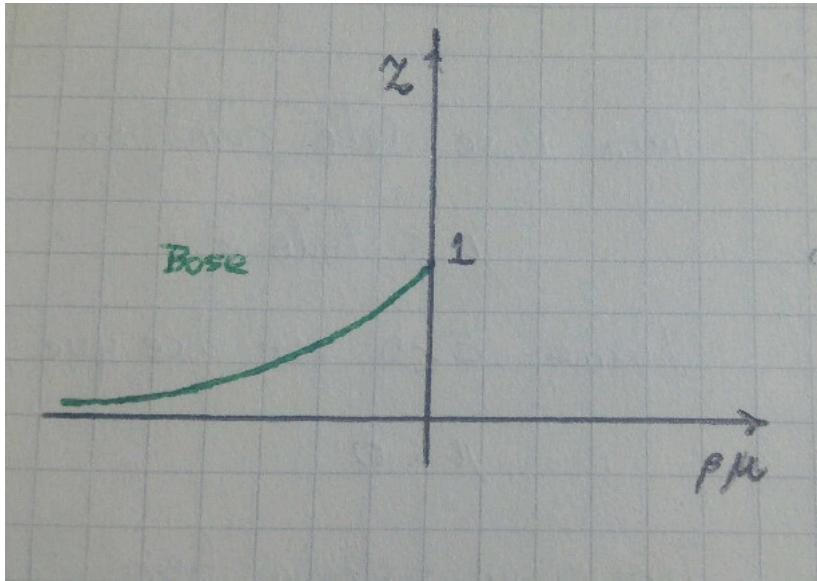
y $\langle n_0 \rangle / V$ es finito incluso con $z \rightarrow 1$, entonces

$$\langle n_0 \rangle - z \langle n_0 \rangle - z = 0 \quad z = \frac{\langle n_0 \rangle}{1 + \langle n_0 \rangle}$$

$$\begin{aligned} 1 - z &= \frac{1}{1 + \langle n_0 \rangle} \\ -\frac{\log(1 - z)}{V} &= \frac{\log(1 + \langle n_0 \rangle)}{V} \end{aligned}$$

y dado que $\log(\langle n_0 \rangle) \ll \langle n_0 \rangle$ despreciamos $\log(1 - z)/V$. Como $0 > \mu$ entonces $e^{\beta\mu} \equiv z < 1$

Recordemos que la longitud de onda térmica es $\lambda = \lambda(T)$.



En Bose la fugacidad está acotada

$$\frac{N}{V} = \frac{1}{\lambda^3} g_{3/2}(z) + \frac{1}{V} \left(\frac{z}{1-z} \right)$$

y entonces el nivel de ocupación del fundamental debo sumarlo aparte; vemos que en el segundo término con $z \rightarrow 1$ revienta. El primer término es la densidad de partículas en los niveles excitados

$$\frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(z) + \frac{\lambda^3}{V} n_0$$

$\frac{N}{V}$	$=$	$\underbrace{\frac{1}{\lambda^3} g_{3/2}(z)}$	$+$	$\underbrace{\frac{1}{V} \left(\frac{z}{1-z} \right)}$
densidad total		densidad en los excitados		densidad en el fundamental

EJEMPLO 0.1 Comentario raro

En relación a lo del condensado anoté que: “aparentemente habría un error en esta ecuación” (con respecto a la ecuación de λ^3/v) pues

$$\sum_e \rightarrow \int_0^\infty g(e) de$$

si he pesado el nivel energético cero con el cero y la borré de la integral. Veamos que $e^{1/2}$ y $g(0) = 0$.

Si z está lejos de 1 el nivel fundamental no está muy poblado y las partículas se distribuyen en los otros excitados.

Por otro lado como $0 < z < 1$ entonces $g_{3/2}(z)$ está acotada

$$g_{3/2}(1) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{j^{3/2}} = 2.612$$

Con $z \approx 1$ da

$$\frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(1) + \lambda^3 \frac{n_0}{V}$$

cuando se aumenta N necesariamente las partículas se apilan en el fundamental; es una fracción macroscópica pues $V \rightarrow \infty$ y entonces $n_0 \rightarrow \infty$.

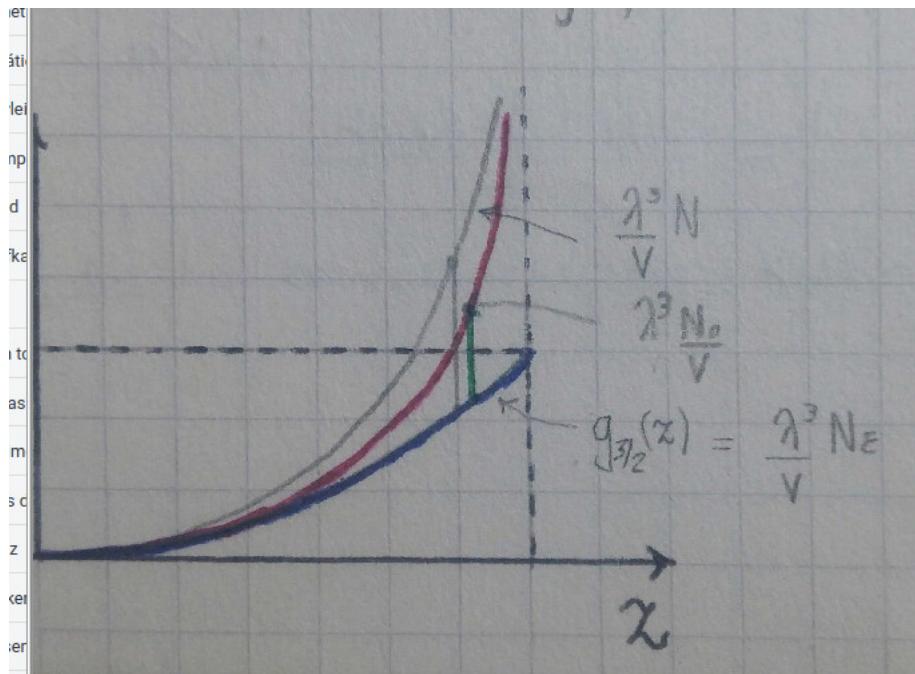
Se da con

$$\frac{\lambda^3}{v} = \frac{\lambda^3}{V} N = \frac{\hbar^3}{(2\pi mkT)^{3/2}} \frac{N}{V} > 2.612$$

El condensado de Bose surge cuando se saturan los excitados; ello pasa con T baja, N/V alta y $\mu \rightarrow 0$. Se tiene en estos casos que N_0 es comparable a N . El valor 2.612 define un punto crítico en el cual empieza a diverger la población del fundamental. Tiene niveles macroscópicos, se puede comparar con N .

En la carpeta hablo de un N_{max} dado por $V(2\pi mkT)^{3/2}/\hbar^3 g_{3/2}(1)$ y se da $N_e \geq N_{max}(T)$, que imagino que implica lo del acotamiento en g y causa que no "entren más" en los excitados (supongo).

Destaco en esta expresión T baja dividiendo y n alta multiplicando.



El condensado de Bose podemos pensarla como la coexistencia de dos fluidos ($e = 0$ y $e \neq 0$). Podemos definir un T_c, v_c desde

$$\frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(1) = 2.612 = \frac{h^3}{(2\pi mkT)^{3/2}} \frac{1}{v}$$

que lleva a que para un dado v tenemos una cierta T_c y para una cierta T tenemos un dado v_c dados ambos por

$$T_c^{3/2} = \frac{h^3}{(2\pi mkT)^{3/2}} \frac{1}{v} \frac{1}{g_{3/2}(1)} \quad v_c = \frac{\lambda^3(T)}{g_{3/2}(1)}$$

De esta forma si $T < T_c$ y $v < v_c$ se tiene la condensación de Bose

$$\lambda^3 \frac{N}{V} = g_{3/2}(1) + \lambda^3 \frac{N_0}{V}$$

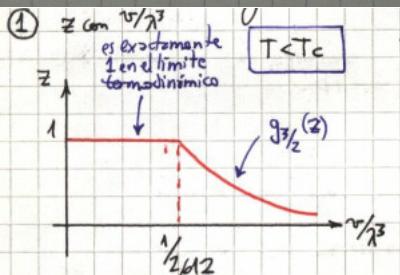
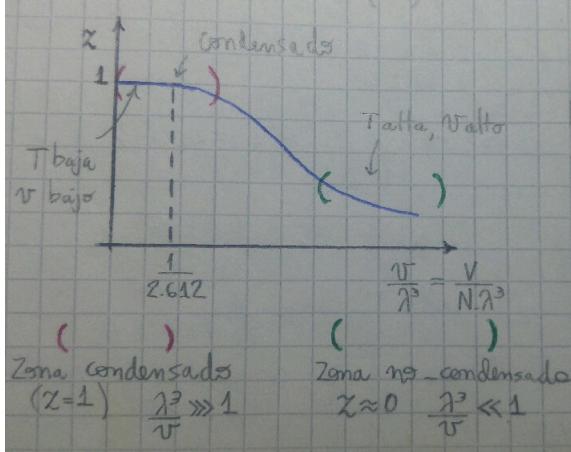
que es válida a partir de la condensación ($T < T_c$)

$$N = \frac{(2\pi mk)^{3/2}}{h^3} T^{3/2} g_{3/2}(1) V + N_0 = N \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} + N_0$$

$$N_e = N \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$

$$N_o = N \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \right),$$

que es válida por supuesto con $T < T_c$. A partir de haber alcanzado la condensación $z = 1$, añadir partículas ($N++$) o reducir el volumen ($V--$) hace que $N_e/V \rightarrow 0$ pues $V \rightarrow \infty$



Esto de arriba corresponde a $T < T_c$ para el caso $\lambda^3/v > 2.612$ y se ve que $z = N_0/(N_0 + 1) \rightarrow 1$ si $N_0 \rightarrow \infty$.

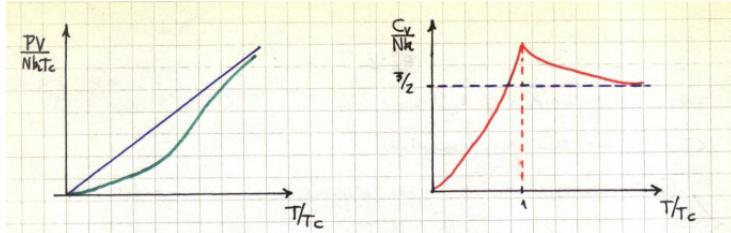
Cuando v/λ^3 es chico se saturan los N_e y entonces $z \rightarrow 1$.

Cuando v/λ^3 es grande no hay condensado y entonces $\lambda^3/v \approx z$ o bien $1/(v/\lambda^3) \approx z$.

Para la presión tendremos

$$\beta p = \frac{1}{\lambda^3} g_{5/2}(z)$$

Otra observación es que $P_{BE}(T = 0) = 0$. Las partículas N_e en la fase normal hacen presión que es la mitad de la del gas ideal mientras que las de N_0 no hacen presión en absoluto.



con $z = 1(T < T_c)$

$$\frac{p}{kT} = \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} g_{5/2}(1) = \frac{1}{v(T_c/T)^{3/2} g_{3/2}(1)} g_{5/2}(1)$$

Tenía anotado por allí
 $p \propto T^{5/2}$.

$$p = 1.34 \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} \quad \frac{pV}{NkT} = 0.513 \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$

con $z = 1(T = T_c)$

$$\beta p = \frac{g_{5/2}(1)}{g_{3/2}(1)v} = \frac{0.513}{v}$$

$$p = 0.513 \frac{NkT}{V} \quad \text{es aprox. } 1/2p \text{ gas ideal clásico}$$

con $z \lesssim 1(T > T_c)$

$$\beta p = \frac{1}{v} \frac{g_{5/2}(z)}{g_{3/2}(z)}$$

pero no podemos expandir en el virial porque λ^3/v no es chico.

Con $z \approx 0(T \gg T_C)$

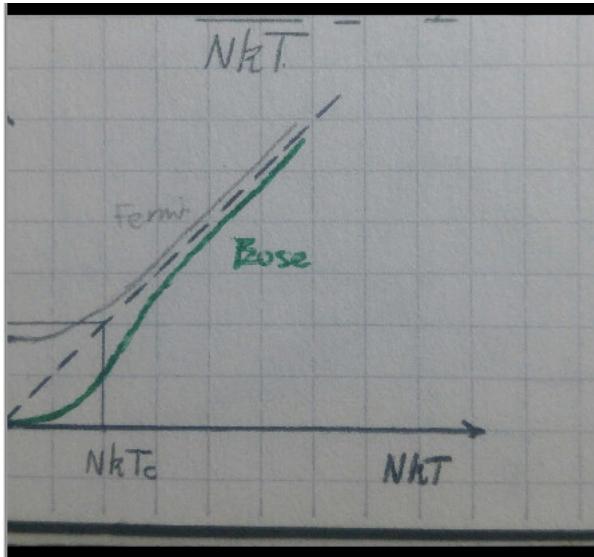
$$\beta p v = \frac{pV}{NkT} = \sum_{l=0}^{\infty} a_l \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^{l-1}$$

usando toda la serie y procediendo en modo análogo a Fermi se obtienen

Los a_ℓ son los coeficientes del virial -que son los mismos para Fermi-.

$$\begin{cases} a_1 = 1 \\ a_2 = -0.17678 \\ a_3 = -0.00330 \end{cases}$$

$$\frac{pV}{NkT} = 1 - 0.17678 \left(\frac{\lambda^3}{v} \right) - 0.00330 \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^2$$



El virial vale en $\lambda^3/v \ll 1$ (alta T y baja N/V)

A bajas T se comportan de modo muy diferente, $p_{\text{Fermi}} > 0$ y $p_{\text{Bose}} \approx 0$

EJEMPLO 0.2 Problema 2 -tip-

Es $e_{p,n_i} = p^2/2m + n_i \varepsilon_1$ donde $n_i = 0, 1$ y entonces es un grado de libertad interno.

6.0.1 Análisis del gas ideal de Bose

- $\lambda^3/v \ll 1$ y entonces $z \ll 1$ [$T \gg T_c$] (o sea T alta y N/V baja)
tenemos un desarrollo del virial porque $z \ll 1$

$$\frac{\beta pV}{N} = \sum_{l=1}^{\infty} a_l \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^{l-1} = \frac{g_{5/2}(z)}{g_{3/2}(z)}$$

$$\beta pV \approx 1 - \frac{\lambda^3}{v} \frac{1}{2^{5/2}} \quad U = \frac{3}{2} pV = \frac{3}{2} NkT \left(1 - \frac{\lambda^3}{v} \frac{1}{2^{5/2}} \right)$$

Como $a_2 < 0$ se tiene que la presión para Bose Einstein es menor a la presión clásica. Siguiendo podemos trabajar una expresión para el calor específico

$$\frac{C_V}{kT} = \frac{3}{2} \left(1 + 0.0884 \left(\frac{\lambda^3}{v} \right) + 0.0066 \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^2 + \dots \right)$$

- $\lambda^3/v \approx 1$ y entonces $z < 1$ [T > T_c]

$$\beta pV = \frac{g_{5/2}(z)}{g_{3/2}(z)}$$

- $\lambda^3/v = 2.612$ y entonces $z = 1$ [T = T_c]

$$\beta pV = \frac{g_{5/2}(z)}{g_{3/2}(z)} \approx \frac{1.34}{2.612} \approx 0.513$$

- $\lambda^3/v \gg 1$ y entonces $z = 1$ [T < T_c] (baja temperatura T y alta densidad N/V) y hay que considerar el fundamental

$$\beta p = \frac{1}{\lambda^3} g_{5/2}(1) \quad \lambda^3 \left(\frac{N - N_0}{V} \right) = g_{3/2}(1)$$

que lleva a

$$\left(1 - \frac{N_0}{N} \right) = \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$

puesto que T_c es tal que

$$\frac{h^3}{(2\pi mkT_c)^{3/2}} \frac{N}{V} = g_{3/2}(1) = \frac{\lambda^3}{v} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$

$$\beta pV = \frac{g_{5/2}(z)}{g_{3/2}(z)} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} = 0.513 \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$

$$\frac{\lambda^3}{v} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} = g_{3/2}(1) \Rightarrow \frac{1}{\lambda^3} = \frac{1}{v} \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \frac{1}{g_{3/2}(1)}$$

Con el aumento de la temperatura aumentan ambos miembros en la ecuación

$$\frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(z)$$

pero como $g_{3/2}$ está acotada esto lleva a la condensación de Bose.

Desde la expresión de la energía $U = 3/2pV$ y $C_V = \frac{\partial}{\partial T}(3/2pV)$ y entonces

- $T < T_c$

$$C_V = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{3}{2} Nk \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} 0.513 \right) = \frac{15}{4} Nk \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} 0.513 \quad C_V \propto T^{3/2}$$

Con $z = 1$ y $T < T_c$ expresamos todo en términos de (T/T_c) .

- $T = T_c$

$$C_V = Nk \cdot 0.513 \frac{15}{4} = Nk1.92375$$

- $T > T_c$

$$C_V = \left(\frac{15}{4} \frac{g_{5/2}(z)}{g_{3/2}(z)} - \frac{9}{4} \underbrace{\frac{g_{3/2}(z)}{g_{1/2}(z)}}_{\rightarrow \infty \text{ en } z=1} \right)$$

C_V es continuo.

- $T \gg T_c$

$$C_V = Nk \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial T} \left(T \sum_{l=1}^{\infty} a_l \left(\frac{\lambda^3}{v} \right)^{l-1} \right)$$

$$C_V = Nk \frac{3}{2} \left(1 + 0.0884 \left(\frac{\lambda^3}{v} \right) + \dots \right)$$

DIBUJO

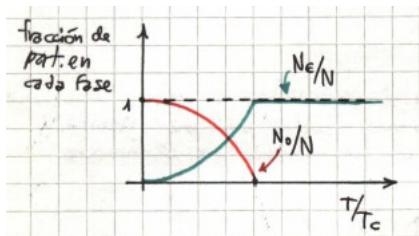
Entonces tenemos dos fases macroscópicas, que dependen de la temperatura

- Fase normal: consisten en las partículas de los niveles excitados,

$$N_e = N \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$

- Fase condensada

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$



Y vemos que $N_0 \rightarrow \infty$ en forma comparable a como $N \rightarrow \infty$. El N_0 macroscópicamente poblado es la condensación.

6.0.2 Condensado de Bose como transición de fase

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \frac{v}{v_c}$$

que se obtiene desde las siguientes

$$\frac{\lambda^3(T_c)}{v} = g_{3/2}(1) \quad \frac{\lambda^3(T)}{v_c} = g_{3/2}(1)$$

para llegar a la relación útil:

$$\left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} = \frac{v}{v_c}$$

$$\begin{aligned} \lambda^3 &= h^3/(2\pi m k T)^{3/2} \text{ y} \\ \frac{\lambda^3}{v_c} &= g_{3/2}(1) = \frac{\lambda^3}{v} \frac{v}{v_c} \end{aligned}$$

En $\frac{\lambda^3}{v} \leq g_{3/2}(1)$ vale

$$\frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(z) \text{ no tengo en cuenta } N_0$$

$$\frac{v_c}{v} = \frac{g_{3/2}(z)}{g_{3/2}(1)} \Rightarrow \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} = \frac{g_{3/2}(z)}{g_{3/2}(1)}$$

Se vio que con $V \rightarrow \infty$

$$\frac{1}{V} \log(1 - z) \rightarrow 0$$

y entonces

$$\beta p = \frac{1}{\lambda^3} g_{5/2}(z) \quad v > v_c$$

$$\beta p = \frac{1}{\lambda^3} g_{5/2}(1) \quad v \leq v_c$$

$$\beta p = \frac{g_{5/2}(1)}{v_c g_{3/2}(1)}$$

es decir que la presión p no depende del v

Con $v > v_c$

$$p = \frac{kT g_{5/2}(z)}{\lambda^3} = \left(\frac{h^2}{2\pi m} \right) \frac{1}{\lambda^3} g_{5/2}(z)$$

que conlleva a

$$kT = \left(\frac{h^2}{2\pi m} \right) \frac{1}{\lambda^2} \quad p = \left(\frac{h^2}{2\pi m} \right) \frac{g_{5/2}(z)}{v^{5/3}[g_{3/2}(z)]^{5/3}}$$

y con $v > v_c$

$$pv^{5/3} = \left(\frac{h^2}{2\pi m} \right) \frac{g_{5/2}(z)}{[g_{3/2}(z)]^{5/3}}$$

con $v \leq v_c$

$$p = \frac{kT}{v_c} \frac{g_{5/2}(1)}{g_{3/2}(1)}$$

Vemos que en $v = v_c$ es

$$pv^{5/3} = \left(\frac{h^2}{2\pi m} \right) \frac{g_{5/2}(1)}{[g_{3/2}(1)]^{5/3}}$$

$$p = \left(\frac{h^2}{2\pi m} \right) \frac{g_{5/2}(1)}{v_c g_{3/2}(1)} \frac{1}{\lambda^2} = \frac{kT}{v_c} \frac{g_{5/2}(1)}{g_{3/2}(1)}$$

y entonces se ve que es continua.

$$\beta p = \frac{1}{\lambda^3} g_{5/2}(z) \quad v \geq v_c \quad \left| \quad \beta p = \frac{1}{\lambda^3} g_{5/2}(1) \quad v \leq v_c \right.$$

$$\frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(z) \quad v > v_c \quad \left| \quad \frac{\lambda^3}{v} = g_{3/2}(1) \quad v = v_c \right.$$

- $v \geq v_c$

$$p = \frac{kT}{v_c} g_{5/2}(z) = \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} g_{5/2}(z)$$

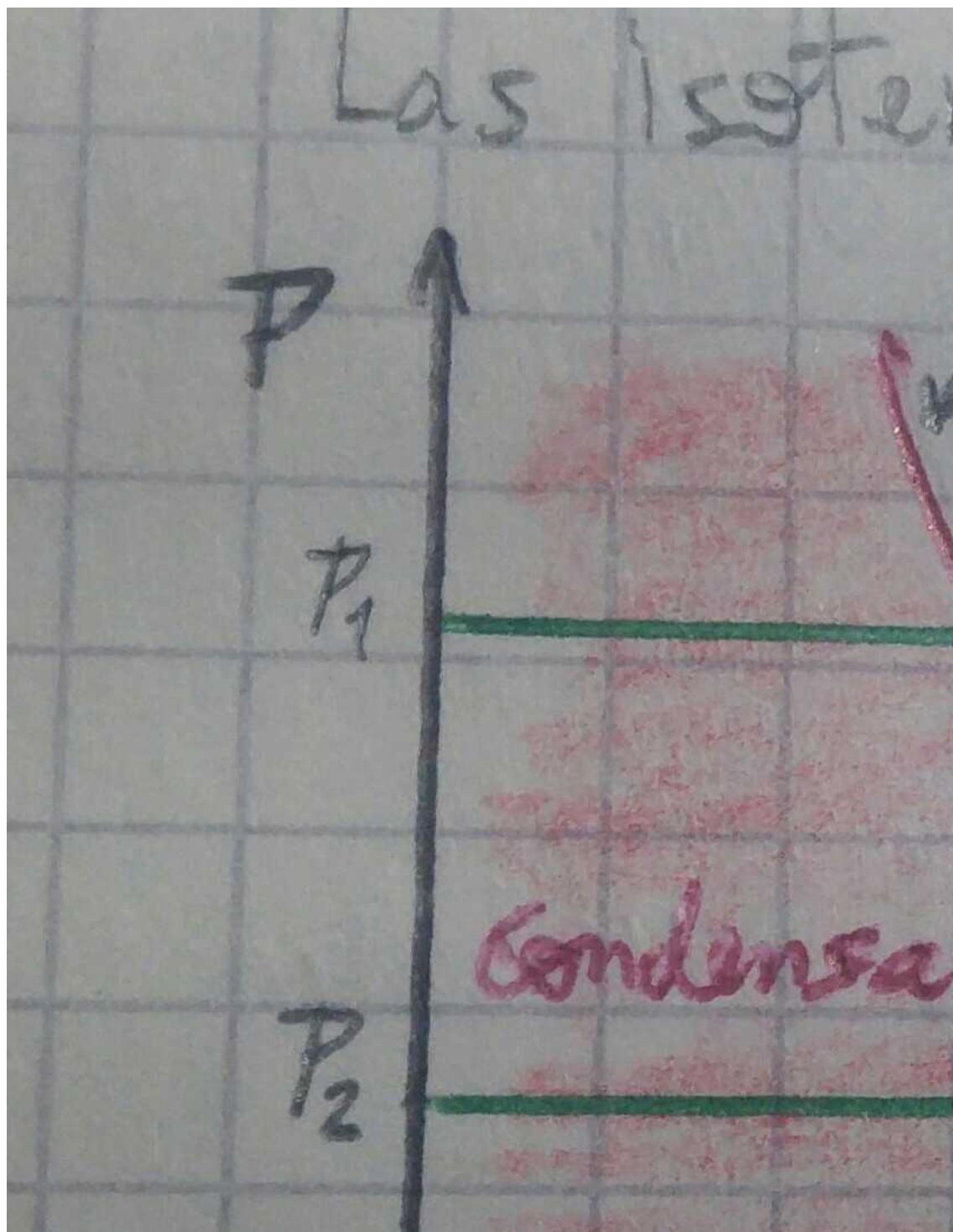
$$p = \left(\frac{h^2}{2\pi m} \right) \frac{1}{\lambda^5} g_{5/2}(z) = \left(\frac{h^2}{2\pi m} \right) \frac{g_{5/2}(z)}{v_c^{5/3}[g_{3/2}(z)]^{5/3}}$$

$$pv^{5/3} = \left(\frac{h^2}{2\pi m} \right) \frac{g_{5/2}(z)}{g_{3/2}(z)^{5/3}}$$

- $v \leq v_c$

$$p = \frac{kT}{v_c} g_{5/2}(1) = \left(\frac{kT}{v_c} \right) \frac{g_{5/2}(1)}{g_{3/2}(1)}$$

Las isotermas del gas ideal de Bose serán algo como



Una dada T_1 determina un v_{c_1} pués

$$\frac{\lambda^3(T_1)}{v_{C_1}} = g_{3/2}(1) \quad \rightarrow \quad v_{C_1} = \frac{\lambda^3(T_1)}{g_{3/2}(1)}$$

y en la zona condensada p no depende del v .

Si ponemos todo en función de T resulta

$$v \leq v_c \quad p = \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} g_{5/2}(1)$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{5}{2} \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (k)^{5/2} T^{3/2} g_{5/2}(1) = \frac{5}{2} \frac{k}{\lambda^3} g_{5/2}(1) = \frac{5}{2} \frac{k}{v_c} \frac{g_{5/2}(1)}{g_{3/2}(1)}$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{(5/2)kTg_{5/2}(1)}{Tv_c g_{3/2}(1)}$$

pero Clapeyron era

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T\Delta V} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\frac{dp}{dT} = \frac{(5/2)kTg_{5/2}(1)/g_{3/2}(1)}{Tv_c}}$$

$\lambda^3(T) \propto T^{-3/2}$ **A medida que T sube el v_c es más pequeño.**

Es una transición de fase de primer orden

$$S = \frac{U + pV - \mu N}{T} = \frac{5/2pV - \mu N}{T}$$

$$\frac{S}{kN} = \frac{5}{2} \frac{pV}{NkT} - \frac{\mu}{kT}$$

y entonces

$$T > T_c \quad \frac{S}{kN} = \frac{5}{2} \frac{g_{5/2}(z)}{g_{3/2}(z)} - \log z$$

$$T < T_c \quad \frac{S}{kN} = \frac{5}{2} 0.513 \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3/2} \quad \left(\frac{T_c}{T} \right)^{3/2} = \frac{\lambda^3}{g_{3/2}(1)v}$$

$$\text{Con } T \rightarrow 0 \quad \frac{S}{kN} \propto T^{3/2}$$

y por lo tanto vale la tercera ley de la termodinámica. Para $T < T_c$ es

$$S = Nk \frac{5}{2} \frac{g_{5/2}(1)}{g_{3/2}(1)} \left(\frac{v}{v_c} \right) \quad \rightarrow \quad \frac{\partial S}{\partial V} = \frac{\partial S/N}{\partial V/N} = \frac{\partial s}{\partial v}$$

siendo s entropía por unidad y v volumen específico.

$$\frac{\partial s}{\partial v} = \frac{(5/2)kg_{5/2}(1)/g_{3/2}(1)}{v_c} = \frac{dp}{dT}$$

y acá es donde vemos que es una transición de fase de primer orden.

6.1 Cuánticos IV –reubicar–

algunos temitas sueltos:

números de ocupación

gas de Fermi p y c_v

gas de Fermi p y c_v

Condensado de Bose

El coeficiente lineal del virial $1/2^{5/2} = 0.1767767$ sale considerando las $f_\nu(z)$ hasta orden uno y tirando términos más allá.

El requerimiento $\mu < 0$ viene de que el fundamental n_0 no puede tener población negativa

$$n_0 = \frac{1}{e^{\beta(e_0 - \mu)} - 1} = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1} \geq 0$$

$$e^{-\beta\mu} - 1 > 0 \quad \Rightarrow \quad \mu < 0$$

Con $\mu \rightarrow 0^-$ tenemos $n \rightarrow \infty$

En el caso del condensado establecemos desde

$$\frac{\lambda^3(T)}{v} = g_{3/2}(1)$$

que lleva para T_c (para v fijo) o v_c (para T fija) versiones evaluadas de la anterior ecuación.

Para la población de los estados excitados

$$p_x = \frac{h}{V^{1/3}} n_x \Rightarrow \mathbf{p} = \frac{h}{V^{1/3}} \mathbf{n}$$

$$\frac{n_{e_i}}{V} = \frac{1}{V} \frac{1}{z^{-1} e^{\beta e_i} - 1} \leq \frac{1}{V(e^{\beta e_i} - 1)} = \frac{1}{V(\sum_{l=1}^{\infty} (\beta e_i)^l / l!)} \quad \text{pués } z^{-1} = 1/z \leq 1$$

$$\beta e = \frac{\beta p^2}{2m} = \frac{\beta}{2m} \frac{h^2}{V^{2/3}} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

¿El condensado BE requiere población de los niveles o V total de algún tipo? unas consultas agarradas con clip: ¿porqué hay una cúspide en C_v ? ¿transiciones?

$$\frac{2m}{V^{1/3}\beta h^2(\sum_{l=1} \dots)} \rightarrow 0 \quad \text{si} \quad V \rightarrow \infty$$

y entonces

$$\frac{n_e}{V} \rightarrow 0 \quad \text{si} \quad V \rightarrow \infty$$

Esto significa que si V es muy grande, en el condensado se tenderá a que todas las partículas se hallen en $e = 0$ pues

$$\frac{N_e}{N} \rightarrow 0 \quad \frac{N_0}{N} \rightarrow 1$$

Véamoslo en la ecuación de N ,

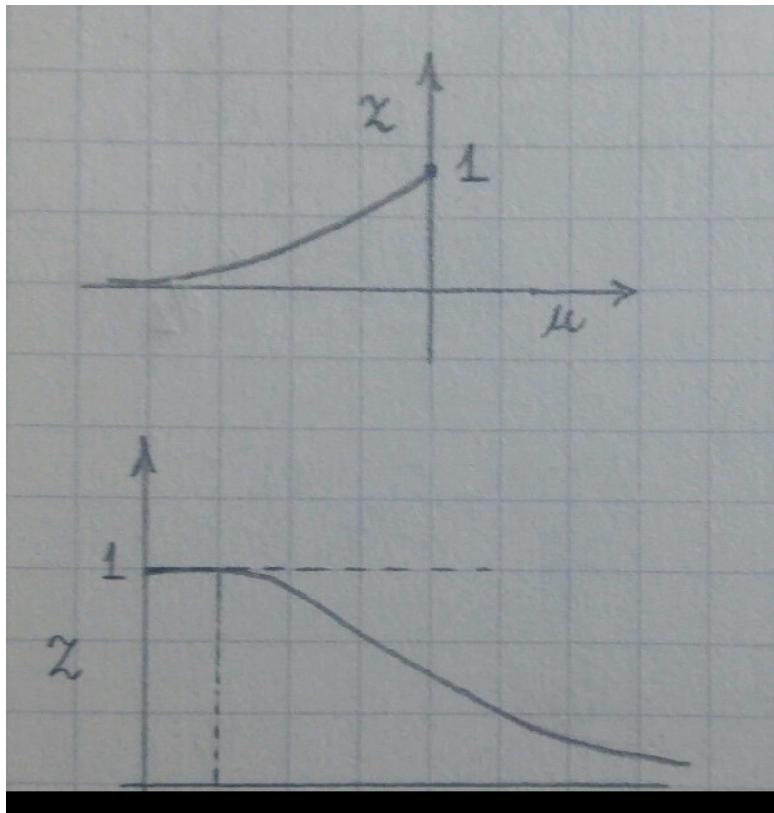
$$\frac{\lambda^3 N}{V} = g_{3/2}(1) + \frac{\lambda^3}{V} \frac{z}{1-z}$$

y si $z \rightarrow 1$ de forma que $z/(1-z) \gg 1$ entonces $g_{3/2}(1)$ es despreciable de modo que

$$\frac{\lambda^3 N}{V} \approx \frac{\lambda^3}{V} \frac{z}{1-z} = \frac{\lambda^3 N_0}{V}$$

y se da que $N \sim N_0$.

En Bose se da $0 < z < 1$



Con $z \ll 1$ es $\lambda^3/v \approx z$ y entonces $z \approx 1/(v/\lambda^3)$. Con $z = 1$ es $\lambda^3/v = 2.612n$ pero si $\lambda^3/v > 2.612$ entonces z no se mueve y sigue en su valor 1.

6.1.1 Cuánticos 5 - Cuánticos 5b –reubicar–

presión gas de Bose

C_V gas de Bose

El condensado de Bose es una transición de fase de primer orden. Crece la población del fundamental de modo espectacular. El parámetro λ^3/V se encarga de ajustar la población del fundamental.

límite clásico función de partición

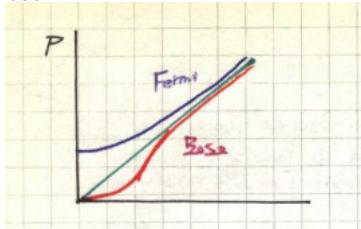
cálculo de $Tr(e^{-\beta A}) = Q_N(V, T)$

diferencia con el caso clásico

potencial efectivo

Ver la transición de fase con el tema del calor latente. ¿Cómo era lo de Clayperon?

Podemos comparar presión con el gas ideal para reconoder si es Fermi o Bose.

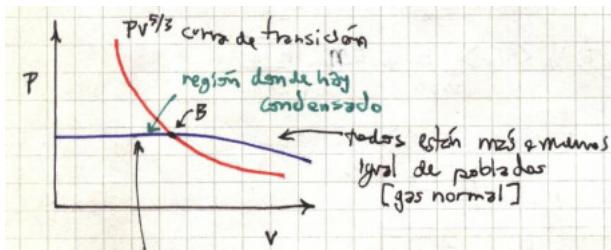


El C_V es continuo. Veamos que da

$$T < T_C \quad \frac{C_V}{Nk} \propto T^{3/2}$$

$$T = T_C \quad \frac{C_V}{Nk} \approx 1.925 > \frac{3}{2}$$

$$T > T_C \quad \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{3}{2} T \frac{g_{5/2}(z)}{g_{3/2}(z)} \right) \frac{C_V}{Nk}$$

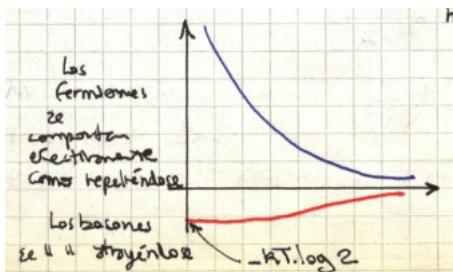


La flecha de abajo señala una región de coexistencia. Entonces el fundamental se empieza a poblar mucho. Cuando tengo todos en el condensado es $S \rightarrow 0, T \rightarrow 0$ y se ve que satisface la tercera ley. Los boltzmanniones no cumplen esto (no están pensados para satisfacer la tercera ley).

Tiene calor latente ΔH , entonces tenemos una transición de fase de primer orden.

6.1.2 Límite clásico de la función de partición

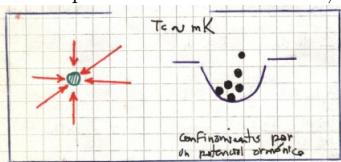
Cuando se overlapean las funciones de onda en las partículas hay que realizar las perturbaciones correspondientes. El límite clásico es la no permutación. La simetría hace surgir términos efectivos de interacción (atractivos o repulsivos)

**EJEMPLO 1.1 Problema 5**

Se tiene lo siguiente:

$$\frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$$

es decir un planteamiento semicásico, de manera que considero un continuo.



Primero se considera el caso 1D, entonces es

$$E = \frac{m}{2} \omega^2 x^2 + \frac{p^2}{2m}$$

y hago la conversión al continuo según

$$\sum_{\text{estados}} \rightarrow \frac{1}{h} \int dx dp \rightarrow \int g(e) de$$

Con el cambio de variables $R^2 = X^2 + Y^2$ se tienen

$$dx = \sqrt{2/(m\omega^2)} dX \quad dp = \sqrt{2m} dY$$

de modo que $dXdY = 2\pi R dR = \pi de$ y como

$$\frac{1}{\hbar} dx dp = \frac{1}{\hbar\omega} de$$

se ve que $g(e) = 1/(\hbar\omega)$. Hemos hallado un $g(e)$ constante, lo cual parece razonable porque es el espacio entre niveles de energía para el oscilador armónico en el caso cuántico. Entonces este enfoque semicásico lleva al mismo resultado,

$$\Delta E = \hbar\omega \quad H = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega \quad g(e) = \frac{\# \text{ de estados}}{\text{unidad de energía}}$$

Vayamos ahora al caso 3D

$$E = \frac{m\omega^2}{2}(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) + \frac{1}{2m}(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2)$$

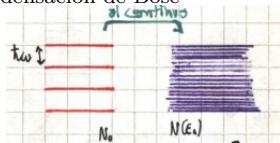
y como $R^2 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + y_1^2 + y_2^2 + y_3^2$ que es el módulo al cuadrado de un vector en \mathbb{R}^6 . De tal suerte es

$$\frac{d^3x d^3p}{h^3} = \frac{2^3}{h^3 \omega^3} d^3X d^3Y = \frac{R^5 dR}{(\hbar\omega)^3}$$

donde $d^3X d^3Y = \pi^3 R^5 dR$ y el volumen $\Theta_{6D} = \pi^3 R^6 / 6$ de tal manera que

$$g(e) = \frac{1}{2(\hbar\omega)^3} e^2 de$$

Ahora, en 3D, $g(e)$ sí depende de la energía. El número de estados va de $g_{xp} d^3x d^3p$ a $g_e de$. No interesa ver el límite termodinámico, $N \rightarrow \infty, V \rightarrow \infty$ con N/V finito. En el problema del oscilador armónico N/ω^3 será el límite termodinámico. Si $\hbar\omega \ll kT$ entonces lo puedo considerar un continuo, $kT_c \sim 20 - 200\hbar\omega$, este es el caso en condensación de Bose



$$N = \sum_e \frac{z e^{-\beta e}}{1 - z e^{-\beta e}} \rightarrow \int_0^\infty \frac{g(e) de}{z^{-1} e^{\beta e} - 1} + \frac{z}{1 - z} + \frac{z e^{-\beta e_1}}{1 - z e^{-\beta e_1}}$$

donde separo la contribución de finitos términos lo cual no debería joder. La primer integral es, mediante el cambio de variables $\beta e = x$

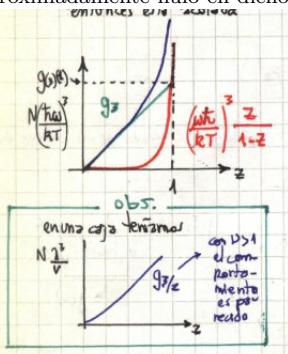
$$I = \frac{1}{2(\hbar\omega)^3} \int_0^\infty \frac{1}{\beta} \frac{x^2 dx}{z^{-1} e^x - 1}$$

relacionados con la expresión de g_ν (que tendría que estar en un apéndice al final). Importante remark: notemos que con $\nu > 1$ con $z \rightarrow$ converge pero con $\nu = 1$ (lo cual tiene que ver con la dispersión y la dimensión del problema) con $z \rightarrow 1$ diverge.

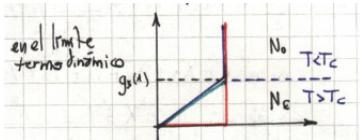
$$N = \frac{z}{1 - z} + \left(\frac{kT}{\hbar\omega} \right)^3 g_3(z) + \frac{z e^{-\beta e_1}}{1 - z e^{-\beta e_1}}$$

$$\text{y } N\omega^3 \left(\frac{\hbar}{kT} \right)^3 = \left(\frac{\omega\hbar}{kT} \right)^3 \frac{z}{1 - z} + g_z(z) + \left(\frac{\omega\hbar}{kT} \right)^3 \frac{z e^{-\beta e_1}}{1 - z e^{-\beta e_1}}$$

donde $g_3(z)$ es creciente pero como $z \leq 1$ está acotada. El primer término permanece macroscópicamente poblado en el límite termodinámico. El último término en cambio es aproximadamente nulo en dicho límite.



Puedo despejar una T_c



Para la T_c sería

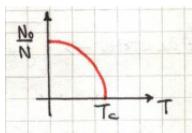
$$N \left(\frac{\omega \hbar}{kT} \right) = g_3(z=1)$$

de manera que

$$N = N_0 + \left(\frac{kT}{\omega \hbar} \right) g_3(z \neq 1)$$

y para $T < T_c$ es

$$N = N_0 + N \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \quad \frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3$$



La energía será

$$E = \int_0^{\infty} \frac{g(e)de}{z^{-1} e^{\beta e} - 1} = 3 \frac{(kT)^4}{(\hbar \omega)^3} g_4(z)$$

Con $N_0 \ll N$ es

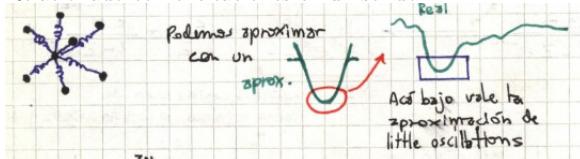
$$N \sim \left(\frac{kT_c}{\omega \hbar} \right) g_3(1)$$

y finalmente

$$\frac{E}{N k T_c} = \frac{3 g_4(1)}{g_3(1)} \left(\frac{T}{T_c} \right)^4.$$

EJEMPLO 1.2 Problema 6

Relacionado con excitaciones en un sólido.



Entonces,

$$E_{\text{cin}} = \frac{1}{2} m \sum_{i=1}^{3N} \dot{x}_i^2$$

$$E_{\text{pot}} = \phi_0 + \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_j \partial x_i} \Big|_{x_{i0}, x_{j0}} (x_i - x_i^0)^2 (x_j - x_j^0)^2 + \dots$$

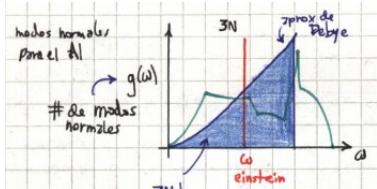
Pero podemos cambiar de coordenadas

$$H = \phi_0 + \sum_{i=1}^{3N} \frac{1}{2} (m \dot{q}_i^2 + \omega_i^2 q_i^2),$$

donde $\{q_i\}$ son los modos normales. Un modo normal es un oscilador armónico. Clásicamente tenemos los modos normales $e e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)}$ donde estos son vectores de polarización y \mathbf{k} es el vector de propagación y e el vector de polarización.

Cuánticamente hablamos de fonones, que serán cuantos de excitación de cada modo normal. El número de fonones es análogo al formalismo de los números de ocupación. Los fonones se pueden crear y destruir sin invertir energía de manera que $\mu = 0$ pero aún utilizo la estadística de Bose. Podemos considerar dos aproximaciones.

- Aproximación de Einstein: $\omega_i = \omega$ constante para todo i .
- Aproximación de Debye: El sólido es un medio elástico, continuo y deformable, el espectro de ω va al continuo.



Quiero usar Debye. En 3D asumo dispersión como $\omega = ck$ y entonces se tiene

$$g(\omega)d\omega = \frac{3V}{\hbar^3} 4\pi p^2 dp = \frac{3V}{(2\pi)^3} 4\pi k^2 dk$$

donde $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ o bien integrando y considerando $\omega c = k$,

$$3N = \int_0^{\omega_D} d(u) du = \int_0^{\omega_D} \frac{V\omega^2}{2\pi^2 c^3} d\omega$$

desde la cual despejamos la frecuencia de corte

$$\omega_D = \left(\frac{6\pi^2}{v} \right)^{1/3}$$

que se puede escribir también en términos de una longitud de onda de corte como

$$\omega_D = \frac{2\pi}{\lambda_D} c \quad \lambda_D = \left(\frac{4\pi v}{3} \right)^{1/3}.$$

La integral da $3N$ y entonces se define una ω de corte. Claramente la ω no puede implicar desplazamientos mayores a la distancia interparticular.

En el caso de D dimensiones se tiene $\omega = \alpha|\mathbf{k}|^s$ y el número de estados entre $p, p + dp$ da algo como

$$g \frac{L^D}{h^D} d^D p$$

donde g es por la polarización, y el L es la discretización por las condiciones de contorno periódicas. Es

$$g \frac{L^D}{(2\pi)^D} A k^{D-1} dk$$

que es la integral sobre la parte angular que en $D = 3$ es $A = 4\pi$ y en $D = 2$ es $A = 2\pi$. Con esto se puede arribar a

$$g(\omega)d\omega = g \frac{L^D}{(2\pi)^D} A \frac{1}{S\alpha^{D/s}} \omega^{(D-s)/s} d\omega,$$

pero esto deber cortarse en

$$DN = \int_0^{\omega_D} g(\omega) d\omega.$$

Capítulo 7

Elementos de la teoría de fenómenos críticos

7.1 Ising 1

El modelo de Ising intenta explicar el ferromagnetismo. El estado espontáneo es spines desordenados (no hay magnetización). Considero solo interacciones entre primeros vecinos. Si cambio todo un bloque a lo sumo solo hay un cambio en la frontera, porque las interacciones son entre primeros vecinos.

El proceso de “generar paredes” minimiza el A y desordena y aumenta la S de manera que el sistema evoluciona así. Este es el modelo de Ising en 1D. En 2D se complica sobremanera. La cantidad $\chi(b, i)$ camina sobre todos los dominios en una sola configuración. Hay regiones donde se da la magnetización espontánea en Ising 2D.

- Modelo sencillo de sistema interactuante
- Magnetización espontánea 1D y 2D:
 - En 1D no hay magnetización espontánea
 - En 2D hay magnetización espontánea

Fase es una porción de materia física y químicamente homogénea (asociada a la densidad atómica o molecular uniforme) que no puede separarse por medios mecánicos.

Una fase puede ser una única sustancia o una mezcla.

El concepto de fase está también relacionado con el pasaje de la materia de una a otra fase.

Estados de agregación (en función de la proximidad de sus componentes). Agua y aceite (líquido) es un sistema de dos fases.

La materia puede encontrarse en gran variedad de fases; las más conocidas están relacionadas con los estados de agregación. Pero dentro del estado sólido tenemos fases dependiendo de cómo sea la estructura interna.

Tenemos también sistemas que manifiestan fases ordenadas y desordenadas; aleaciones de sólidos, superconductividad.

Transición de fase: cuando una propiedad del sistema cambia discontinuamente frente a la variación de un parámetro intensivo (T, p campo magnético).

corregir

interacciones entre partículas → CORRELACIÓN A GRAN ESCALA

Las transiciones de fase emergen de la interacción. Uno de los modelos más sencillos fuera del gas ideal es el modelo de Ising (red con interacción entre primeros vecinos)

$$E_\nu = -H \sum_{i=1}^N (\mu S_i) - J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i \cdot S_j$$

Ising es energía dada por (7.1) e interacción a primeros vecinos.

dibujo

donde ν es una dada configuración de la red (valores S_i con $i = 1, 2, \dots, N$)

$$S_i = \pm 1 \quad \rightarrow \quad \pm \mu S_i \text{ Momento magnético del spin } i\text{-ésimo}$$

donde $\mu > 0$, J es constante de acoplamiento y $\sum_{\langle i,j \rangle}$ se extiende sobre los pares de vecinos (primeros).

Con $J > 0$ es favorable que todos los spines se hallen alineados. Entonces esto llevará a la magnetización espontánea: fenómeno de cooperación; la mayoría de los spines se orienta en una dirección y dan un valor de magnetización $\langle M \rangle \neq 0$

$$M_\nu = \sum_{i=1}^N \mu \cdot S_i^\nu \text{ (Magnetización)}$$

$J > 0$ ferromagnetismo y
 $J < 0$ paramagnetismo

Si los spines están orientados al azar, entonces habrá igual cantidad de $+1$ que de -1 y entonces

$$M \approx 0$$

Si $H = 0$ entonces M es la magnetización espontánea.

Habrá magnetización con T baja (o J alto) y hasta una T_{curie}

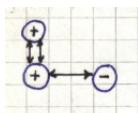
M se define como un momento dipolar magnético por unidad de volumen.

$$Q_N(H, T) = \sum_{s_1=-1}^{+1} \sum_{s_2=-1}^{+1} \dots \sum_{s_N=-1}^{+1} e^{\beta H \mu \sum_i^N S_i + \beta J \sum_{(i,j)} S_i \cdot S_j}$$

donde las sumatorias toman para cada i los valores $S_i = +1, -1$

$$A = -kT \log Q \quad \langle E \rangle = -\frac{\partial}{\partial \beta} \log Q = kT^2 \frac{\partial}{\partial T} \log Q$$

Me interesa definir densidades de N_+, N_{++}

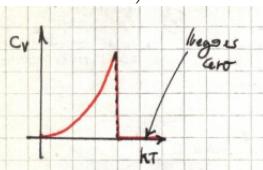


y consideraremos un efecto promedio

$$\frac{N_{++}}{Ny/2} = \left(\frac{N_+}{N} \right)^2$$

que es una aproximación de campo medio, definiendo un L tengo muchos $\{S_i\}$. Al eliminar σ perdemos la estructura fina de la red y hacemos estadística allí.

El campo magnético rompe la degeneración pues dessimetriza. Luego con $H \rightarrow 0$ y me quedo con la curva que resultó no simétrica (el A deja de ser simétrico).



Esto es la aproximación de Bragg-Williams, que ha descartado las correlaciones; entonces hemos contado nodos. La aproximación de Bethe-Peierls tomo como unidades fundamentales



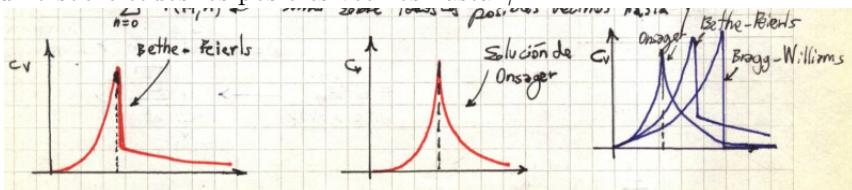
$P(+, n)$ es la probabilidad condicional de tener un + en el nodo central mientras que $P(-, n)$ es la de tener un - en el nodo central. Otra aproximación

$$\frac{N_{++}}{Ny/2} = \frac{1}{2}(\sigma + 1)$$

El efecto del resto del sistema es una $z = e^{\beta\mu}$ asociado a la influencia del resto del sistema.

$$\sum_{n=0}^{\gamma} P(+, n)$$

y sumo sobre todos los posibles vecinos hasta γ .



Las fluctuaciones de la energía del sistema nos darán el calor específico C_V (como en el Z_{GC}). Se puede pensar como una transición del orden al desorden. En 2D tenemos magnetización espontánea.

EJEMPLO 1.1 (Ejercicio 5.1 Chandler)

$$E_0 = -J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i \cdot S_j = -J \sum_i^N \sum_j^{\gamma} \frac{S_i S_j}{2}$$

para cada i sumo en sus γ vecinos el j (sobre 2 para no contar dos veces).

$$E_0 = -J \sum_i^N \frac{S_i \gamma}{2} = -J N \frac{\gamma}{2} = -J N D$$

donde D es la dimensionalidad.

Como es

$$E_\nu = -H \sum_{i=1}^N \mu \cdot S_i - J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i \cdot S_j \quad \text{y} \quad \langle M \rangle = \left\langle \sum_i^N \mu \cdot S_i \right\rangle$$

entonces

$$\langle M \rangle = \left\langle \sum_i^N \mu \cdot S_i \right\rangle = \frac{\sum_{s_1} \sum_{s_2} \dots \sum_{s_N} e^{\beta H \mu \sum_i^N S_i + \beta J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i \cdot S_j}}{Q_N}$$

$$\langle M \rangle = \frac{\sum_{s_1} \sum_{s_2} \dots \sum_{s_N} \frac{\partial}{\partial \beta H} \left[e^{\beta H \mu \sum_i^N S_i + \beta J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i \cdot S_j} \right]}{Q_N} = \frac{\frac{\partial}{\partial \beta H} (Q_N)}{Q_N}$$

$$\langle M \rangle = \frac{\partial}{\partial \beta H} (\log Q_N) = \frac{\partial}{\partial \beta H} (-\beta A) = \frac{\partial}{\partial H} (A)$$

7.1.1 No hay magnetización espontánea en 1D

DIBUJO

Con $H = 0$ invierto spins detrás de una pared.

$$E_0 = -J(N-1) \quad E_f = -J[(N-1)-2p]$$

Error en Huang (14.6); es
 $-\frac{\partial}{\partial H}(A_I)$

p es el número de paredes

Varían los términos asociados a la pared

$$\Delta E = E_f - E_0 = 2Jp > 0$$

con $p = 1$ es $\Delta E = 2J$ y con $p = 2$ es $\Delta E = 4J$ (es 2 por pared puesto que desaparece un $+$ y aparece en su lugar un $-$).

La variación de S está asociada con el número de formas de ubicar la pared

$$S = l \log(N-1)$$

y es la S del estado con una pared, el desordenado.

$$\Delta S = k \log(N-1) \quad (S_0 \equiv 0)$$

que define al estado sin pared como de entropía $S_0 = 0$

$$A = U - TS \quad \rightarrow \quad \delta A = \delta U - T \delta S$$

$$\delta J - kT \log(N-1)$$

Con $T > 0$ tenemos que si desordeno (agrego paredes) sube U y sube S . En general, como

$$\frac{\delta A}{kT} = \frac{2J}{kT} - \log(N-1)$$

vemos que para $N \rightarrow \infty$ $\delta A < 0$ a menos de que J/kT sea muy grande.

En un sistema macroscópico 1D el desorden baja la A , entonces el equilibrio tiende al desorden (no al orden).

Es decir, un sistema 1D de spines a $T \neq 0$ espontáneamente irá hacia A mínimas (mayor aleatoriedad), no se tiende a alcanzar estados ordenados.

Para p paredes es
 $\Delta A = 2Jp - kT \log[(N-1)(N-2)\dots(N-p)]$

S domina la minimización de A .

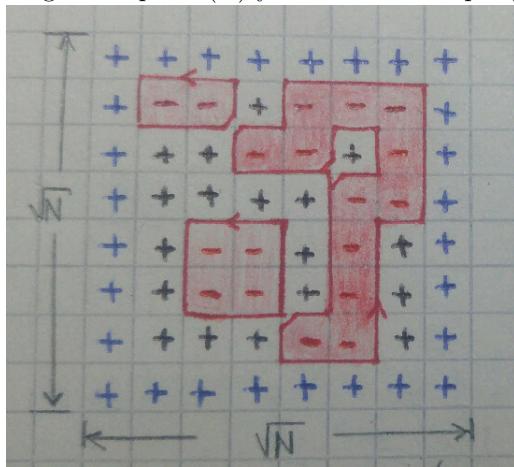
7.1.2 Magnetización espontánea en 2D

La magnetización media por spín es

$$\mathcal{M} = \frac{1}{2} \left(\frac{N_+ - N_-}{N} \right)$$

Con $N \rightarrow \infty$ claramente será 0 a no ser que exista una preferencia por cierta dirección + o -.

Queremos calcular todas las configuraciones posibles de un arreglo 2D de spines. Para ello sistematizamos una dada construcción en dominios \square que engloban spines (-) y están limitados por paredes.



Los spines + son una condición de contorno que con $N \rightarrow \infty$ es una perturbación que rompe la simetría. También sirven para cerrar los dominios.

Cada dominio tiene una longitud b medido en paredes | y una dirección de recorrido de forma que los spines - están siempre a la izquierda de la pared. El tamaño de la red es $\sqrt{N} \times \sqrt{N} = N$. El área se mide en términos del dominio mínimo “ \square ”

$$\text{dominio} = (b, i)$$

donde b es el número de paredes e i una etiqueta.

A un mismo número de paredes según forma y localización tendrá varios dominios.

Una dada configuración del sistema tendrá ciertos dominios (b, i)

b (paredes)	Areas (spines)	$b^2/16$
4	1	1
6	2	2.25
8	3,4	4

Si cada spin ocupa un área de 1, en términos de paredes el área que engloba un dominio de b paredes es

$$\text{Área dominio} \neq \frac{b^2}{16} \quad \rightarrow \quad S([b, i]) = \text{Área dominio}$$

Definimos ahora

$$\chi([b, i]) = \begin{cases} 1 & \text{Si } (b, i) \text{ ocurre en una dada configuración} \\ 0 & \text{En caso contrario} \end{cases}$$

y $m(b)$ número de dominios de b paredes.

Luego;

$$N_- = \sum_b \sum_i^{m(b)} \chi([b, i]) S([b, i]) \quad [1]$$

en el caso dibujado sería

$$N_- = 1 \cdot S(6, i) + 1 \cdot S(8, i') + 1 \cdot S(26, i'') \quad N_- = 1 \cdot 2 + 1 \cdot 4 + 1 \cdot 12 = 18$$

Por la [1] se puede acotar, empezando por $m(b)$. Para ver el número de dominios de longitud b piénsese que para la primera pared tengo N posibilidades; para las siguientes $b - 1$ tengo tres opciones pues no puedo volver, y entonces

$$m(b) \leq N 3^{b-1}$$

Nótese que estamos considerando paredes abiertas y cerradas.

Luego,

$$\langle N_- \rangle \leq \sum_b \sum_i^{N 3^{b-1}} \chi([b, i]) \underbrace{S([b, i])}_{\leq b^2/16}$$

$$N_- \leq \sum_b \frac{b^2}{16} \sum_i^{N 3^{b-1}} \chi([b, i])$$

$$\langle N_- \rangle \leq \sum_b \frac{b^2}{16} \sum_i^{N 3^{b-1}} \langle \chi([b, i]) \rangle$$

Tengo una figura de longitud b y si la quiero llevar a un cuadrado con suerte el lado será $b/4$ de modo que su área es $b^2/16$

Pero

$$\langle \chi([b, i]) \rangle = \frac{\sum'_{\{Si\}} e^{-\beta E_{\{Si\}}}}{\sum_{\{Si\}} e^{-\beta E_{\{Si\}}}}$$

donde la sumatoria es en aquellas configuraciones que contienen al dominio (b, i) .

Removemos términos del denominador para acotar: pensamos que si en una dada configuración C con $\{b, i\}$ revertimos en el dominio $\{b, i\}$ los spines llegamos a una configuración \tilde{C}

$$E_C - E_{\tilde{C}} = 2\varepsilon b$$

Al revertir los spines de un dominio pasamos a una configuración más ordenadas y por ende de menor energía

DIBUJO

$$\frac{\sum'_{\{Si\}} e^{-\beta E_{\{Si\}}}}{\sum_{\{Si\}} e^{-\beta E_{\{Si\}}}} \leq \frac{\sum_{\{C\}} e^{-\beta E_C}}{\sum_{\{C'\}} e^{-\beta E_{\tilde{C}}}} = \frac{\sum_{\{C\}} e^{-\beta E_C}}{\sum_{\{C\}} e^{-\beta E_{\tilde{C}}} e^{2\beta\varepsilon b}} = e^{-2\beta\varepsilon b}$$

$$\langle N_- \rangle \leq \sum_b \frac{b^2}{16} e^{-2\beta\varepsilon b} N 3^{b-1} = \frac{N}{48} \sum_b b^2 [3 e^{-2\beta\varepsilon}]^b$$

$$\langle N_- \rangle \leq \frac{N}{48} \sum_{b=4,6,8,\dots} b^2 x^2,$$

con $x \equiv 3 e^{-2\beta\varepsilon}$

$$\langle N_- \rangle \leq \frac{N}{48} (16x^4 + 36x^6 + 64x^8 + \dots)$$

Sea $b = 2n$, entonces

$$\langle N_- \rangle \leq \frac{N}{48} \sum_{n=2,3,4,\dots} 4n^2 (x^2)^n,$$

con $x^2 = 9 e^{-4\beta\varepsilon}$

$$\langle N_- \rangle \leq \frac{N}{12} \sum_{n=2}^{\infty} n^2 r^n,$$

con $r = 9 e^{-4\beta\varepsilon}$

$$\langle N_- \rangle \leq \frac{N}{3} \frac{r^2}{(1-r)^3} \left[1 - \frac{3}{4}r + \frac{1}{4}r^2 \right]$$

y esta cantidad para algún β grande pero finito es menor a $N/2$.

num: de todas las configuraciones posibles aquellas en las cuales se da el dominio (b, i) . **den:** todas las configuraciones posibles.

7.2 Ising 2

La energía se podía escribir como

$$E_\nu = -H \sum_i^N (\mu s_i) - J \sum_{\langle i,j \rangle} s_i \cdot s_j$$

El grado de un nodo es γ que depende de la red y de la dimensión,

2D	cuadrada	$\gamma = 4$
3D	SC	$\gamma = 6$
3D	BCC	$\gamma = 8$

$$\sum_{\langle i,j \rangle} = \frac{\gamma N}{2} = \text{nro total de líneas}$$

γ es el número de vecinos.
De cada nodo salen γ líneas.

dibujos

Tomando un nodo y trazando líneas a sus γ vecinos tengo $\gamma N / 2$ líneas dibujadas (se divide en 2 por el doble conteo).

Tomando cada \oplus trazo líneas a sus vecinos y defino

$$N_+ = \text{nro de spines } \uparrow \quad N_- = \text{nro de spines } \downarrow$$

$$N_{++} = \text{nro de pares } \uparrow\uparrow \quad N_{--} = \text{nro de pares } \downarrow\downarrow$$

$$N_{+-} = \text{nro de pares } \uparrow\downarrow \text{ o } (\downarrow\uparrow)$$

- 1) $\gamma N_+ = 2N_{++} + N_{+-}$
- 2) $\gamma N_- = 2N_{--} + N_{+-}$
- 3) $N_+ + N_- = N$

$$\gamma N = 2N_{++} + 2N_{--} + 2N_{+-}$$

$$\gamma N_+ + \gamma N_- = (2N_{++} + N_{+-}) + (2N_{--} + N_{+-})$$

$$\frac{\gamma N}{2} = N_{++} + N_{--} + N_{+-}$$

Podemos poner todo en términos de N_{++}, N_+, N y entonces

$$N_{+-} = \gamma N_+ - 2N_{++} \quad N_- = N - N_+$$

$$N_{--} = \frac{\gamma}{2}(N - N_+) - \frac{1}{2}(\gamma N_+ - 2N_{++}) = \frac{\gamma}{2}N - \gamma N_+ + N_{++}$$

$$\sum_{\langle i,j \rangle} s_i \cdot s_j = N_{++} + N_{--} - N_{+-} = N_{++} + \frac{\gamma}{2}N - \gamma N_+ + N_{++} - \gamma N_+ + 2N_{++} = \\ 4N_{++} - 2\gamma N_+ + \frac{\gamma}{2}N$$

$$s_i = N_+ - N_- = N_+ - (N - N_+) = 2N_+ - N$$

La energía se puede escribir en función de estas variables

$$E_I = -H\mu(2N_+ - N) - J(4N_{++} - 2\gamma N_+ + \frac{\gamma}{2}N)$$

$$E_I = -4JN_{++} - 2(H\mu - \gamma J)N_+ - \left(\frac{\gamma J}{2} - H\mu\right)N$$

La función canónica será

$$Q_I = \sum_{E_I} e^{-\beta E_I} = e^{\beta(J\gamma/2 - H\mu)N} \sum_{N_+=0}^N \left(e^{2\beta(\mu H - J\gamma)N_+} \sum'_{N_{++}} e^{4\beta J N_{++}} g(N_+, N_{++}) \right)$$

donde $g(N_+, N_{++})$ es el número de configuraciones de N_{++} y N_+ y la sumatoria primada se hace sobre los valores de N_{++} consistentes con que hay N_+ spins up.

Esta expresión no ha sido resuelta salvo en 2D.

La energía depende de las cantidades N, N_+, N_{++} y no del detalle de la distribución de los mismos.

7.2.1 Aproximación de Bragg-Williams

$$\frac{N_+}{N} = (\text{promedio}) \leftarrow \text{correlaciones de largo rango}$$

$$\frac{N_{++}}{\gamma/2N} = \leftarrow \text{correlaciones de corto rango}$$

y entonces N_+/N está asociado a una visión global del sistema (un cuerpo), mientras que $N_{++}/(\gamma/2N)$ lo está a una visión local del sistema (dos cuerpos).

Si un dado spin es \oplus entonces tiene en promedio $N_{++}/(\gamma/2N)$ vecinos del tipo \oplus .

Definimos unos parámetros de orden L y σ

$$\frac{N_+}{N} = \frac{1}{2}(L+1) \quad (\text{todo } \downarrow) - 1 \leq L \leq 1 (\text{todo } \uparrow)$$

$$\frac{N_{++}}{\gamma/2N} = \frac{1}{2}(\sigma+1) \quad -1 \leq \sigma \leq 1$$

Estamos viendo todo del lado de los spines \oplus .

pero

$$\sum_i s_i = 2N_+ - N = (L + 1)N - N = NL,$$

$$\begin{aligned} \langle M \rangle &= \left\langle \sum_i^N \mu s_i \right\rangle = \mu \left\langle \sum_i^N s_i \right\rangle = \mu N \langle L \rangle \\ \frac{\langle M \rangle}{\mu N} &\equiv \mathcal{M} = \langle L \rangle \end{aligned}$$

que es la magnetización por partícula (adimensional).

$$\sum_{\langle i,j \rangle} = \frac{1}{2} N \gamma (2\sigma - 2L + 1)$$

La energía es

$$E = -H\mu \sum_i^N s_i - J \sum_{\langle i,j \rangle} = -H\mu NL - \frac{J}{2} N \gamma (2\sigma - 2L + 1)$$

y por partícula,

$$\epsilon \equiv \frac{E}{N} = -H\mu L - \frac{J}{2} \gamma (2\sigma - 2L + 1)$$

Hasta aquí el planteo es exacto; Bragg-Williams hace la aproximación

$$\frac{N_{++}}{\gamma/2N} = \left(\frac{N_+}{N} \right)^2$$

$$\frac{1}{2}(\sigma + 1) \approx \frac{1}{2^2}(L + 1)^2 \quad \rightarrow \quad \sigma \approx \frac{L^2 + 2L + 1}{2}$$

$$E = -\mu HNL - \frac{JN\gamma}{2}L^2,$$

que es la E en Bragg-Williams.

$$Q(H, T) = \sum_{\{s_i\}} e^{-\beta N(-H\mu L - JL^2\gamma/2)}$$

donde $\{s_i\}$ es la configuración de los N spines.

La suma se extiende sobre todos los conjuntos $\{s_i\}$, pero el sumando sólo depende de L . Queremos saber cuántos conjuntos $\{s_i\}$ tienen el mismo L ,

$$\frac{N!}{N_+!(N - N_+)!}$$

Significa que no hay correlaciones de orden corto salvo las que surgen del orden largo. Me quedo sólo con el parámetro L .

que es el número de maneras de tomar N_+ de N indistinguibilizando dentro de N_+ y de $N_- \equiv N - N_+$

$$Q(H, T) = \sum_{L=-1}^{L=1} \frac{N!}{N_+!(N - N_+)!} e^{\beta N(H\mu L + JL^2\gamma/2)}$$

La suma es ahora en todos los L posibles. Con $N \rightarrow \infty$ el logaritmo de Q es dominado por el término (con \bar{L}) que maximiza el sumando.

La clave es el término que maximiza el sumando en valor absoluto. Será máximo o mínimo.

$$\log(Q(H, T)) = \log \left(\sum_L \frac{N!}{N_+!(N - N_+)!} e^{\beta N f(L)} \right)$$

si pensamos que la suma está dominada por un término,

$$\log(Q(H, T)) \approx \log \left(\frac{N!}{N/2(\bar{L}+1)!N/2(1-\bar{L})!} e^{\beta N f(\bar{L})} \right)$$

$$\log(Q(H, T)) \approx \log N! - \log N/2(\bar{L}+1)!N/2(1-\bar{L})! + \beta N(H\mu\bar{L} + JL^2\gamma/2)$$

y usando Stirling,

$$\log Q = \beta NH\mu\bar{L} + \beta \frac{NJ}{2}\gamma\bar{L}^2 - \frac{N}{2} \log \left(\frac{1-\bar{L}^2}{4} \right) - \frac{N\bar{L}}{2} \log \left(\frac{1+\bar{L}}{1-\bar{L}} \right) \quad [1]$$

pero no sabemos quién es \bar{L} . Y si hacemos

$$\frac{\partial}{\partial \bar{L}} (\log Q[H, T]) = 0$$

llegamos a que debe valer [2]

$$\log \frac{1+\bar{L}}{1-\bar{L}} = 2\beta H\mu + 2\beta\gamma\bar{L}J$$

y por ello el valor de \bar{L} sale de

$$\bar{L} = \tanh(\beta H\mu + \beta\gamma J\bar{L})$$

Con $H = 0$ es

$\bar{L} = \tanh(\beta\gamma J\bar{L})$

condición para \bar{L}

DIBUJO

busco igualar $f = \tanh(\beta\gamma J\bar{L})$ con $f = \bar{L}$.

Entonces, si

$$T_c \equiv \frac{\gamma J}{k} > T \quad \rightarrow \quad \bar{L} = 0, L_0, -L_0 \text{ son soluciones}$$

$$T_c \equiv \frac{\gamma J}{k} \geq T \quad \rightarrow \quad \bar{L} = 0 \text{ es solución}$$

siendo T_c la temperatura de Curie. Usando (2) en (1) podemos escribir

$$-\beta A = \log Q(H, T) \approx -\beta \frac{\gamma J N}{2} \bar{L}^2 - \frac{N}{2} \log \left(\frac{1 - \bar{L}^2}{4} \right)$$

$$\log Q(H, T) \approx -\left(\frac{T_c}{T}\right) \frac{N}{2} \bar{L}^2 - \frac{N}{2} \log \left(\frac{1 - \bar{L}^2}{4} \right) [3]$$

pero (3) vale para el \bar{L} que maximiza $\log Q$. Vemos que es independiente de H . Es más, (3) graficado en función de \bar{L} no me dice nada. Lo que es valioso es (1). Desde allí,

$$A \approx -NH\mu\bar{L} - kT_C \frac{N}{2} \bar{L}^2 + kT \frac{N}{2} \log \left(\frac{1 - \bar{L}^2}{4} \right) + kT \frac{N}{2} L \log \left(\frac{1 + \bar{L}}{1 - \bar{L}} \right)$$

Considerando $H = 0$ resulta

$$\frac{\beta A}{N/2} \approx -\frac{T_c}{T} \bar{L}^2 + \log \left(\frac{1 - \bar{L}^2}{4} \right) + \bar{L} \log \left(\frac{1 + \bar{L}}{1 - \bar{L}} \right)$$

y si

$$-\frac{2H\mu}{kT} \bar{L},$$

siendo chico el factor,

DIBUJOS

$$A \approx kT_c \frac{N}{2} \bar{L}^2 + kTN \log \left(\frac{1 - \bar{L}^2}{4} \right)$$

El efecto del $H \neq 0$ es entonces romper la degeneración. Por otro lado \bar{L} es el valor de magnetización por partícula. Entonces podemos graficar $A(\mu)$

DIBUJO

Las otras funciones termodinámicas resultan (con $H = 0$)

$$\frac{M}{\mu N} = \begin{cases} 0 & T > T_c \\ L_0 & T < T_c \end{cases}$$

El L máximo, el \bar{L} , es el que domina en $\log Q$.
Asimismo, como
 $A = -kT \log Q$, el valor que maximiza $\log Q$ también minimiza A .

$$\frac{A}{N} = \begin{cases} 0 & T > T_c \\ \frac{\gamma J}{2} \bar{L}_0^2 + \frac{kT}{2} \log\left(\frac{1-\bar{L}_0^2}{4}\right) & T < T_c \end{cases}$$

$$\frac{U}{N} = \begin{cases} 0 & T > T_c \\ -\frac{\gamma J}{2} \bar{L}_0^2 & T < T_c \end{cases}$$

$$\frac{C}{N} = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{U}{N} \right) = \frac{\partial}{\partial T} \left(-\frac{\gamma J}{2} \bar{L}_0^2 \right) = -\gamma J L_0 \frac{dL_0}{dT}$$

donde L_0 debe computarse numéricamente pero podemos aproximar en dos límites $T \approx 0$ y $T \approx T_c$

$$L_0 = \tanh\left(\frac{T_c L_0}{T}\right) = \frac{(1 - e^{-2x})}{1 + e^{-2x}} \approx (1 - e^{-2x})^2$$

siendo $x \equiv T_c L_0 / T$ y amasando tenemos

$$\begin{cases} L_0 \approx 1 - 2 e^{-T_c L_0 / T} & \text{si } T_c / T \gg 1 \\ L_0 \approx 3^{1/2} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/2} & \text{si } T_c \approx T \end{cases}$$

DIBUJOS

7.2.2 Aproximación de Bette-Peierls

Tiene en cuenta correlaciones de corto orden. Se piensa en un elemento fundamental de la red de spines y el efecto de toda la red sobre el mismo.

$z \equiv$ parámetro que mide el efecto de la red sobre el elemento

dibujete

$P(s, n)$ es la probabilidad de que el spin central tenga valor 's' y halla ' n ' vecinos \oplus de manera que

$$P(+, n) \rightarrow n \text{ pares } ++, \quad \gamma_- n \text{ pares } +-$$

$$P(-, n) \rightarrow n \text{ pares } +-, \quad \gamma_- n \text{ pares } --$$

Para un dado n hay (γn) [combinatorio] posibles ordenamientos. Se propone:

$$P(+, n) = \frac{1}{q} \binom{\gamma}{n} e^{\beta J(2n-\gamma)} z^n$$

$$P(-, n) = \frac{1}{q} \binom{\gamma}{n} e^{\beta J(\gamma-2n)} z^n$$

con q una normalización.

$$\sum_{n=0}^{\gamma} [P(+, n) + P(-, n)] = 1$$

$$q = \sum_{n=0}^{\gamma} \binom{\gamma}{n} z^n [e^{2\beta J n} \cdot e^{-\beta J \gamma} + e^{-2\beta J n} \cdot e^{\beta J \gamma}]$$

y armando binomios dentro del paréntesis puede arribarse a

$$q = [z e^{\beta J} + e^{-\beta J}]^{\gamma} + [e^{\beta J} + z e^{-\beta J}]^{\gamma}$$

Ahora se tendrá

$$\frac{N_+}{N} = \frac{1}{2}(L+1) = \sum_{n=0}^{\gamma} P(+, n) = \frac{1}{q} [e^{\beta J} + z e^{-\beta J}]^{\gamma}$$

$$\frac{N_{++}}{N\gamma/2} = \frac{1}{2}(\sigma+1) = \frac{1}{\gamma} \sum_{n=0}^{\gamma} n P(+, n) = \frac{z}{q} e^{\beta J} [e^{-\beta J} + z e^{\beta J}]^{\gamma-1}$$

y suponemos que estas dos ecuaciones se cumplen en toda la red. Entonces tenemos L, σ en función de z y T . Dado que los centros son indistinguibles de un vecino,

$$\sum_{n=0}^{\gamma} P(+, n) = \frac{1}{\gamma} \sum_{n=0}^{\gamma} n [P(+, n) + P(-, n)]$$

pero

$$\frac{\partial}{\partial z} P(+, n) = P(+, n) \frac{n}{Z}$$

de manera que

$$z = \left(\frac{1 + z e^{2\beta J}}{z + e^{2\beta J}} \right)^{\gamma-1} \quad (2.1)$$

y podemos calcular

$$L = \frac{z^x - 1}{z^x + 1} \quad \sigma = \frac{2z^2}{(1 + z e^{-2\beta J})(1 + z^x)} - 1$$

considerando $x \equiv \frac{\gamma}{\gamma-1}$

Pero (2.1) debe hacerse gráficamente

- $z = 1$ es solución siempre

Estamos usando teorema del binomio, ponerlo en apéndice de cuentas.

- Si z_0 es solución, entonces $1/z_0$ también lo es
- $z = 1$ hace $L = 0$ y $z \rightarrow \infty$ hace $L = 1$

DIBUJO

Hay que ver la pendiente C de la curva azul en $z = 1$,

$$\text{pendiente } \equiv C = \frac{(\gamma - 1)(e^{4\beta J} - 1)}{(1 + e^{2\beta J})^2}$$

Si $C < 1$ DIBUJO $z = 1$ única solución

$$\begin{aligned} \text{Si } C > 1 \text{ DIBUJO} \quad & \left\{ \begin{array}{l} z = 1 \text{ descartada por ser mínimo} \\ z_0 \\ 1/z_0 \text{ obtenida de intercambiar } \oplus \text{ por } \ominus \end{array} \right. \end{aligned}$$

La T_c se impone desde

$$1 = \frac{(\gamma - 1)(e^{4\beta J} - 1)}{(1 + e^{2\beta J})^2}$$

que lleva a

$$\frac{1}{kT_c} = \frac{1}{2J} \log \left(\frac{-\gamma}{2-\gamma} \right)$$

$$kT_c = \frac{2J}{\log \left(\frac{\gamma}{\gamma-2} \right)}$$

$$T > T_c \quad \left\{ \begin{array}{l} z = 1 \\ L = 0 \end{array} \right.$$

$$T < T_c \quad \left\{ \begin{array}{l} Z > 1 \\ L > 0 \end{array} \right.$$

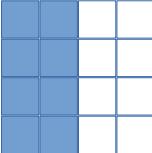
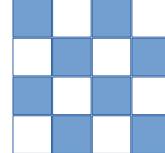
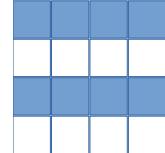
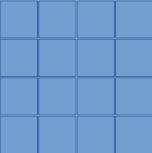
y en este último caso, con $z > 1$, hay magnetización espontánea.

DIBUJO

El c_V no se va a cero para $T > T_c$. La solución exacta, Onsager, tiene allí una divergencia logarítmica.

7.2.3 Cosas sin título

dibujillos tipo tablero de ajedrez

			
$\frac{N_+}{N} = \frac{1}{2} \rightarrow L = 0$	$\frac{N_+}{N} = \frac{1}{2} \rightarrow L = 0$	$\frac{N_+}{N} = \frac{1}{2} \rightarrow L = 0$	$\frac{N_+}{N} = 1 \rightarrow L = 1$
$\frac{N_{++}}{\gamma/2N} = \frac{1}{2} \rightarrow \sigma = 0$	$\frac{N_{++}}{\gamma/2N} = 0 \rightarrow \sigma = -1$	$\frac{N_{++}}{\gamma/2N} = \frac{1}{4} \rightarrow \sigma = -\frac{1}{2}$	$\frac{N_{++}}{\gamma/2N} = 1 \rightarrow \sigma = 1$
$\mathcal{M} = 0$	$\mathcal{M} = 0$	$\mathcal{M} = 0$	$\mathcal{M} = 1$

Ahora las energías son

$$E = -H\mu NL - \frac{\gamma}{2} JN(2\sigma - 2L + 1)$$

$$E = -\frac{J\gamma N}{2} \quad | \quad E = \frac{\gamma}{2} JN \quad | \quad E = 0 \quad | \quad E = -H\mu N - \frac{\gamma}{2} JN$$

Notemos que $N_{++}/(\gamma/2)N$ significa que todas las líneas $\oplus - \oplus$ dividido sobre todas las líneas posibles ($\oplus - \oplus, \oplus - \ominus, \ominus - \oplus$, $\ominus - \ominus$).

7.2.4 Orden corto y orden largo

dibujo bola spines

N_+/N : no me dice algo preciso en A. Creciendo hacia B va adquiriendo cada vez más sentido, entonces es un parámetro global.

$N_{++}/(\gamma/2)N$: tiene sentido en A. Creciendo hacia B ya en general no lo conservará, entonces es un parámetro local.

note que nos paramos en un \oplus para que tenga el sentido de vecinos con \oplus .

$$A = U - TS$$

Con ST chicos la minimización de A la domina U (min.) pero con U chicas la minimización de A la domina TS (ma)

En $N_{++}^2/(\gamma N)$

7.2.5 Comentario magnetización

DIBUJETE

Con $H = 0$ es claro que deberíamos tener $\langle M \rangle = 0$ por simetría entre \oplus y \ominus .

Los dos ramos son equivalentes, pero el sistema cae en una u otra por una “rotura espontánea de simetría” llevada a cabo por un $H \rightarrow 0$ o por impurezas.

Acá hay una cuenta que no paso que tiene que ver con el $\log Q$.

El mínimo de A será

$$\begin{cases} \bar{L} = 0 & T > T_c \\ \bar{L} = \begin{cases} 0 & T < T_c \\ L_0 & T < T_c \\ -L_0 & T < T_c \end{cases} \end{cases}$$

dibujo

dibujo

dibujo

La presencia de $H \neq 0$ añade un término

$$A \approx -NH\mu I + \dots$$

que hará menor a A en $+L_0$ y mayor en $-L_0$. Rompe degeneración.

$$L_0 = \tanh\left(\frac{\gamma J}{kT}L_0\right) = \tanh\left(\frac{T_c L_0}{T}\right)$$

dibujete

7.2.6 Metropolis Monte-Carlo

Repaso de teoría de procesos de Markov.

Y es una variable estocástica en un espacio muestral (y_1, y_2, \dots) Sea por simplicidad todo equiprobable, entonces

$$P(y_1) = \frac{1}{4}$$

$$\text{Conjunta } \rightarrow P(y_1; y_2) = \frac{1}{12}$$

$$\text{Condisional } \rightarrow P(y_1|y_2) = \frac{1}{3}$$

Y puede tomar cualquier valor de su espacio muestral.

Asumo que estoy con probabilidad 1 (certeza) en y_1 tengo tres flechas

$$P(y_1)P_{\frac{1}{1}}(y_1|y_2) = P(y_1; y_2)$$

Las normalizaciones vienen de integrar

- $\int P(y_1)dy_1 = 1$
- $\int P(y_1|y_2)dy_2 = 1$

Para procesos de Markov sólo interesará un único paso anterior. El sistema no tiene mucha memoria que digamos.

$$P(y_1|y_2) \equiv \text{Probabilidad de transición}$$

El proceso de Markov lo definimos por

$$i) P(y_1, t_1) \quad ii) P(y_1, t_1|y_2, t_2)$$

$$P_3(y_1; y_2; y_3) = P(y_1; y_2)P_{2/1}(y_1; y_2|y_3) = P(y_1)P_{1/1}(y_1|y_2)P_{2/1}(y_1; y_2|y_3)$$

y como en Markov sólo cuenta un paso,

$$\underbrace{P_3(y_1; y_2; y_3)}_{\text{Markov}} = P(y_1)P_{1/1}(y_1|y_2)P_{1/1}(y_2|y_3)$$

$$\int dy_2 P_3(y_1; y_2; y_3) = \int dy_2 P(y_1)P_{1/1}(y_1|y_2)P_{1/1}(y_2|y_3)$$

y por “reducción”,

$$P_2(y_1; y_3) = P(y_1) \int dy_2 P_{1/1}(y_1|y_2)P_{1/1}(y_2|y_3) = P(y_1)P_{1/1}(y_1|y_3).$$

Sea ahora un espacio muestral discreto (y_1, y_2, \dots, y_L) con el tiempo discretizado

$$P_1(y_j, 1) = \sum_i^L P_1(y_i, 1)P_{1/1}(y_i, 0|y_j, 1) = \sum_i^L P_2(y_i, 0; y_j, 1)$$

donde 1 es el paso de tiempo.

Cadenas de Markov son en espacios discretos.

La información de las transiciones se introduce en

$$Q_{ij} = P(y_i, 0|y_j, 1) \rightarrow \sum_i^L Q_{ij} = 1 \forall j$$

Para todo el sistema podemos definir un vector de dimensión L

$$\vec{P}(1) = [(y_1, 1)(y_2, 1)\dots(y_L, 1)]$$

$$\begin{aligned}\vec{P}(1) &= \vec{P}(0)Q \Rightarrow \vec{P}(s) = \vec{P}(s-1)Q = \vec{P}(s-2)Q^2 = \dots \\ \vec{P}(s) &= \vec{P}(0)Q^s\end{aligned}$$

con s número de pasos.

Es regular la matriz estocástica Q si existe $k : [Q^k]_{ij} > 0 \forall i, j$. Si es regular, entonces existe $\$: Q\$ = Q^{\$+1}$ y entonces $T = QT$ con $T \equiv Q\$$.

Llegado un momento, $\$$ pasos, el sistema ya no cambia. A partir del paso $\$$ la matriz Q ya no cambia la distribución en \vec{P} .

Hay una hoja con algunas preguntas pegada acá.

$$\begin{aligned}P(\$) &= P(0)Q\$ \\ P(\$+1) &= P(0)Q^{\$+1} = P(0)Q\$ \\ \vec{P} &= \vec{P}Q,\end{aligned}$$

lo cual define el equilibrio. Este punto fijo define

$$T = Q^s = \begin{pmatrix} \alpha & \beta & \dots & \omega \\ \alpha & \beta & \dots & \omega \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \alpha & \beta & \dots & \omega \end{pmatrix}$$

7.3 Método de Metropolis Monte Carlo

Es un método computacional. Sistema de N partículas, volumen V y temperatura T . Podemos empezar con un gran canónico, y un hamiltoniano dado por

$$H = \sum \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i < j} U_{ij}$$

que no dependen de $|\mathbf{p}|, |\mathbf{v}|$.

Me construyo una cadena de Markov y busco el estacionario. Es un espacio de $3N$ variables y está sujeto a la densidad de probabilidad $e_k^{-\beta u}$ y quiero calcular una probabilidad de transición que me de una cadena de markov con probabilidad $\sim e_k^{-\beta u}$ y donde p_{ij}^* me dirá si las transiciones son exitosas o no (se toma o se rechaza). Un estadio nuevo tendrá mayor p (se acepta) o menor p (no se acepta).

Hay que asegurar la no correlación entre las partículas. Hay una función de autocorrelación que en sus valores extremos dará 0 (no correlacionados) o 1 (totalmente correlacionados). Quiero ver a cuántos pasos me aseguro autocorrelación ~ 0 .

Tenemos el espacio Γ 3DN dimensional para un sistema de N partículas. Un punto es el estado del sistema.

DIBUJETO

Queremos generar una cadena de Markov con probabilidades constantes de transición.

Subdividimos el volumen Γ en S celdas; el estado del sistema a un paso n es su ubicación en la celda S_k , $k = 1, 2, \dots, S$. La energía en ese estado es U_k .

DIBUJO

El sistema visita estados en un paso de tiempo (no es el tiempo físico)

$$P_{12} \equiv P_{1/1}(y_1, t_1 | y_2, t_2)$$

que es la probabilidad de ir desde 1 a 2 (transición)

Los estados se ponderan de acuerdo a su energía U_k para que aparezcan en la cadena con frecuencia $\propto \exp(-\beta U_k)$

De esta forma la cuenta converge al canónico.

$$\sum_{k=1}^S p_{jk} = 1 \forall j \quad \text{normalización}$$

$$f_{ij}^{(n)} = P(y_t, y_{t-1}, \dots, y_{t-n+1} | y_{t-n})$$

y con $n = 3$

$$f_{ij}^{(3)} = P(\underbrace{y_t, y_{t-1}, y_{t-2}}_{S_j} | \underbrace{y_{t-3}}_{S_i})$$

$$f_{ij}^{(1)} = P(\underbrace{y_t}_{S_j} | \underbrace{y_{t-1}}_{S_i})$$

$$f_{ij}^{(n)} == p_{ij}^{(n+1)} - \sum_{r=1}^n f_{ij}^{(r)} p_{ij}^{(n-r+1)}$$

El tiempo medio de recurrencia es

$$m_{ij} = \sum_{n=1}^{\infty} n f_{ij}^{(n)},$$

(que es el tiempo de recurrencia medio entre los estados i y j) con la condición

$$1 = \sum_{n=1}^{\infty} f_{ij}^{(n)}$$

donde aquí estamos viendo la suma entre todos los caminos para llegar desde i a j ; debe dar uno. Siempre hay un camino entre dos estados (la red es conexa).

ESQUEMITA

m_{ij} me dice el número medio de pasos de tiempo n que tengo entre i y j .

Un estado i es recurrente si

$$\sum_{n=1}^{\infty} f_{ii}^{(n)} = 1$$

partiendo de i , si espero $n = \infty$ pasos vuelvo con certeza a i .

$$m_{ii} < \infty \rightarrow \text{positivos}$$

$$m_{ii} = \infty \rightarrow \text{nulos}$$

$$\text{si } p_{mn}^{(n)} \neq 0 \text{ sólo con } n = \alpha d (\alpha \in \mathbb{Z}) \rightarrow \text{periódicos}$$

y en cambio si $d = 1$ entonces son aperiódicos.

Si para algún m, n , $p_{ij}^{(n)} \neq 0$ y $p_{ji}^{(n)} \neq 0$, entonces S_i y S_j son mutuamente accesibles (misma clase). DIBUJO.

Cadena de estados que pertenecen a la misma clase: IRREDUCIBLE.

Si los estados pertenecen a la misma clase cumplen UNA de estas condiciones

- Son todos no recurrentes
- Son todos positivos
- Son todos nulos

Todos los estados están conectados en \mathbb{T} (su probabilidad es no nula) y entonces si uno solo de ellos es nulo y son de la misma clase entonces deben ser todos nulos. Lo mismo si uno es positivo, todos deben serlo.

DIBUJO

Cadena ergódica: cadena irreducible finita, con todos sus estados aperiódicos. Se dará que:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} p_{jk}^{(n)} = \pi_k \quad \forall k$$

Con infinitos loops la probabilidad de llegar desde cualquier ' j ' no depende del punto inicial ' j '. La probabilidad del estado ' k ' tiene un valor asintótico estable

$$\pi_k = \frac{1}{n_k} \quad (\text{razonable})$$

$$\sum_{k=1}^S \pi_k = 1 \quad (\text{normalización})$$

$$\pi_k = \sum_{j=1}^S \pi_j p_{jk} \quad (\text{razonable})$$

dibujin

7.3.1 Metropolis

$$\langle f \rangle = \frac{\sum_s e^{-\beta E(s)} f(s)}{\sum_s e^{-\beta E(s)}} \text{ Promedio en el ensamble}$$

La probabilidad del estado asintótico del sistema será:

$$\pi(s) = \frac{e^{-\beta E(s)}}{\sum_s e^{-\beta E(s)}}$$

pero no conozco todos los posibles 's' y no puedo evaluar \sum_s . Pido reversibilidad macroscópica y entonces

$$\pi_k p_{ki} = \pi_i p_{ik}$$

luego,

$$\sum_i \pi_k p_{ki} = \sum_i \pi_i p_{ik}$$

y entonces

$$\pi_k \sum_i p_{ki} = \pi_k = \sum_i \pi_i p_{ik}$$

Entonces, si se da REVERSIBILIDAD + ERGODICIDAD + NORMALIZACIÓN se tiene que la cadena converge.

El método: Se propone una P^* cadena de Markov con

$$p_{ij}^* \geq 0 p_{ij}^* = p_{ji}^* \quad \sum_j p_{ij}^* = 1$$

$$p_{ij} = \begin{cases} p_{ij}^* & \text{si } \frac{\pi_j}{\pi_i} \geq 1 \\ p_{ij}^* \frac{\pi_j}{\pi_i} & \text{si } \frac{\pi_j}{\pi_i} < 1 \end{cases}$$

donde lo primero significa que es más probable terminar en j que en i .

$$p_{ii} = p_{ii}^* + \sum_j' p_{ij}^* \left(1 - \frac{\pi_j}{\pi_i}\right) \quad ' \text{ con } \pi_j \geq_p i_i$$

$$\sum_j p_{ij} = 1 = p_{ii}^* + \sum_j' p_{ij}^* + \sum_{j \neq i}'' p_{ij}^* \quad " \text{ con } \pi_j \geq_p i_i$$

Tenemos tres situaciones $\pi_i < \pi_j, \pi_i = \pi_j, \pi_i > \pi_j$

$$p_{ij} = p_{ij}^* \frac{\pi_j}{\pi_i} = p_{ij}^* \frac{\pi_j}{\pi_i} = p_{ji} \frac{\pi_j}{\pi_i}$$

y entonces

$$\pi_i p_{ij} = \pi_j p_{ji} \rightarrow \text{ vale macho, vale}$$

$$\frac{\pi_j}{\pi_i} = \frac{e^{-\beta E(s_j)}}{e^{-\beta E(s_i)}} \quad \text{se eliminó la } \sum_s$$

dibujete con condiciones periódicas de contorno

7.3.2 Aplicación a Ising

$$\mathcal{H} = -H\mu \sum_i^N S_i - J \sum_{\langle i,j \rangle} s_i s_j$$

$$C = \frac{\partial \langle E \rangle}{\partial T} \rightarrow C = \frac{1}{kT^2} (\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2)$$

$$\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{\partial \langle M \rangle}{\partial T} \rightarrow \chi = \frac{1}{kT} (\langle M^2 \rangle - \langle M \rangle^2)$$

Las probabilidades de transición serán:

$$p_{ij} = e^{-\beta \Delta E}$$

de modo que para un sistema con single spin flip se tendrá:

1	$\Delta E = 8J$	El menos conveniente
4	$\Delta E = 4J$	
6	$\Delta E = 0$	Caso neutro
4	$\Delta E = -4J$	
1	$\Delta E = -8J$	Es más conveniente

Con estas consideraciones tengo todas las probabilidades de MMC
tres dibujetes seguidos

**En la columna dos hacer
unos grafiquetes
vectoriales chulos!**

EJEMPLO 3.1 Problema 1

El modelo de Ising considera

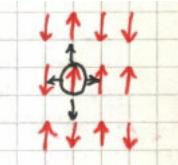
$$E = -H\mu \sum_i^N S_i - J \sum_{\langle i,j \rangle} s_i s_j$$

donde la interacción es a primeros vecinos.

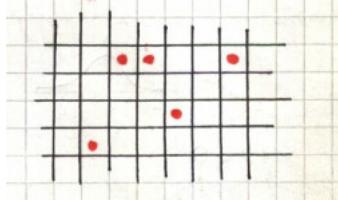
El modelo de lattice gas considera

- Átomos colocados en posiciones discretas de una red.
- Se desprecia la energía cinética
- El potencial es

$$V = \begin{cases} \infty & i = j \\ -\varepsilon & i, j, \text{ son vecinos} \\ 0 & \text{en otro caso} \end{cases}$$



Se utiliza como modelo para la condensación (es isomorfo con Ising)



$$Z_C = \sum'_{\{n_i\}} e^{\beta e \sum_{\langle i,j \rangle} n_i n_j} \quad \text{con la restricción } \sum_i n_i = N$$

Paso al gran canónico porque N está restringido y complica la sumatoria,

$$Z_{GC} = \sum_{N=0} z^N \sum'_{\{n_i\}} e^{\beta e \sum_{\langle i,j \rangle} n_i n_j}$$

$$Z_{GC} = \sum_{\{n_i\}=0}^1 e^{\beta \mu \sum_i n_i + \beta e \sum_{\langle i,j \rangle} n_i n_j}$$

Hago una analogía con los casos spin up y spin down respecto de sitio ocupado y sitio vacío, respectivamente. Defino entonces

$$n_i = \frac{S_i + 1}{2}$$

Ahora podemos linkear la solución de lattice con el modelo de spin

$$\sum_i^N 1 = N \quad \sum_{\langle i,j \rangle} 1 = \gamma N \quad \sum_{\langle i,j \rangle} S_i = \frac{\gamma}{2} \sum_{i=1}^N S_i$$

y con esto deberíamos llegar a algo así como

$$Z_{GC} = \sum_{\{S_i\}} e^{(\beta\mu/2 + \beta\gamma e/4) \sum_i^N S_i + \beta e/4 \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j} e^{\beta N/2} e^{\beta e N/8}$$

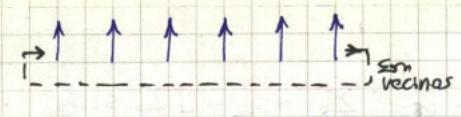
Esto es la Z_{GC} de Ising, porque en Ising tengo fijo N (y no N_+, N_-) y en el lattice el equivalente de N es N_+ que sí fluctúa.

Podemos hacer la siguiente tabla

Ising	Lattice
# up	N_{a+}
# down	$N - N_{a+}$
$4J$	ε
$e^{2\beta(\gamma J - m_0 H)}$	z
$-\frac{A}{N} + \frac{1}{2}\gamma J - m_0 H$	P

EJEMPLO 3.2 Problema 2

Consideraremos una solución exacta del problema de Ising. Condiciones de contorno periódicas



En $H = 0$ es $E = -JN$

Con un cambio sutil (caso toy) de la combinación up-up-up-down-up-up versus up-down-down-down-down-up que tienen $E = -JN + 4J$ pero la magnetización es diferente porque son opuestos en signo.

La diferencia de energía con el inicial es

$$\frac{\Delta E}{N} = \frac{4J}{N} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} 0$$

el tamaño de la barrera de energía es $4J$ para cualquier N . Se tiene $A = U - TS$ y $\langle M \rangle = 0$

En 1D es $\langle M \rangle = 0$ para cualquier $T > 0$

$$E = -\mu H \sum_i S_i - J \sum_i S_i S_{i+1}$$

$$Z_C = \sum_{\{S_i\}} e^{\beta H \sum_{i=1}^N S_i + J \sum_{i=1}^N S_i S_{i+1}}$$

$$Z_{GC} = \sum_{S_1} \sum_{S_2} \dots \sum_{S_N} e^{\beta \mu H \sum_{i=1}^N (S_i + S_{i+1})/2 + J \sum_{i=1}^N S_i S_{i+1}} = \sum_{S_1} \sum_{S_2} \dots \sum_{S_N} \prod_{i=1}^N e^{\beta \mu H (S_i + S_{i+1})/2 + JS_i S_{i+1}}$$

$$Z_{GC} = \sum_{S_1} \sum_{S_2} \dots \sum_{S_N} e^{\beta \mu H (S_1 + S_2)/2 + JS_1 S_2} - e^{\beta \mu H (S_2 + S_3)/2 + JS_2 S_3}$$

$$P = \begin{pmatrix} e^{\beta(\mu H + J)} & e^{-\beta J} \\ e^{-\beta J} & e^{\beta(-\mu H + J)} \end{pmatrix}$$

en la cual la primer fila es “up” y la segunda “down”. La cosa tiene una pinta del tipo

$$\sum_{S_1} \sum_{S_2} \dots \sum_{S_N} S_N P_{S_1 S_2} P_{S_2 S_3} P_{S_3 S_4} \dots P_N$$

Dibjo que no entendí bien
de la carpeta en p47R:
vínculos desalineados
(paredes de dominio).

pero se tienen

$$\sum_{S_2} P_{S_1 S_2} P_{S_2 S_3} = (P^2)_{S_1, S_3} \quad \sum_{S_3} (P^2)_{S_1, S_3} P_{S_3 S_4} = (P^3)_{S_1, S_4}$$

de manera que

$$Z = \sum_{S_i} (P^N)_{S_i, S_i} = \text{Traza}(P^N)$$

$$Z = \text{Tr}(P^N) = \lambda_+^N + \lambda_-^N = \lambda_+^N \left(1 + \left(\frac{\lambda_-}{\lambda_+} \right)^N \right)$$

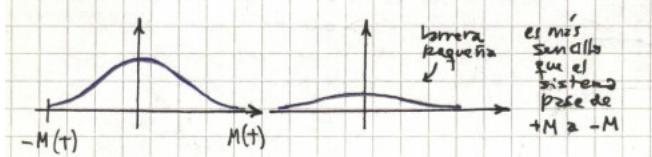
$$Z \rightarrow \lambda_+^N \quad N \rightarrow \infty$$

$$\lambda_+^N = e^{\beta J N} \left[\cosh(\beta \mu H) + \sqrt{\sinh^2(\beta \mu H) + e^{-4\beta J}} \right]^N$$

$$M \equiv \mu \left\langle \sum_{i=1}^N S_i \right\rangle = \frac{\partial \log Z_N}{\partial \beta H}$$

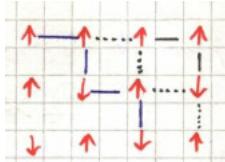
$$M = \frac{N \sinh(\beta \mu H) \beta \mu (1 + \cosh(\beta \mu H))}{\cosh(\beta \mu H) + \sqrt{\sinh^2(\beta \mu H) + e^{-4\beta J}} \sqrt{\sinh^2(\beta \mu H) + e^{-4\beta J}}}$$

y entonces se tiene $M \rightarrow 0$ con $H \rightarrow 0$ no hay magnetización espontánea en Ising 1D.



7.3.3 Ising en 2D

$$E = -\mu H \sum S_i - J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j$$



Por más que no sean primeros vecinos, la correlación hace que la información llegue a lo largo de toda la red. Esto va a dar lugar a los fenómenos críticos.

Usaremos la aproximación de Bragg-Williams (campo medio). Pensaremos en un sistema equivalente con una suma primada en primeros

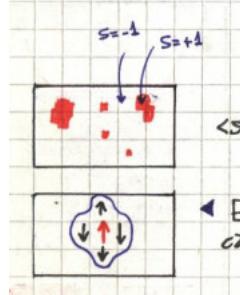
vecinos

$$E_i = -\mu H \sum S_i - JS_i \sum_j' S_j = -\mu S_i \left(H + \frac{J}{\mu} \sum_j' S_j \right)$$

y luego se reemplaza la suma sobre los vecinos por la suma de los γ vecinos por el spin medio, i.e. se hace $\sum_j' S_j \rightarrow \gamma \langle S \rangle$

$$E_i \approx -\mu S_i \left(H + \frac{J}{\mu} \gamma \langle S \rangle \right)$$

Esta aproximación pierde la información de correlaciones locales reemplazándola por correlaciones globales. El $\langle S \rangle \sim 1$ (ver primer panel en la figura de abajo)



El segundo panel de la figura es otra aproximación algo mejor; saco el spin y sus cuatro vecinos y hago campo medio del resto. El $\langle S \rangle$ es el mismo para toda la red y eso debe valer con CPC o algo que tenga sentido.

Sigamos con la aproximación más gruesa que es tomar uno solo y hacer campo medio con el resto. El paréntesis en la expresión de E_i sería como un H efectivo (local) y luego

$$Z_1 = e^{\beta \mu H_i} + e^{-\beta \mu H_i} = 2 \cosh(\beta \mu H_i)$$

$$Z_N = 2^N \cosh^N(\beta \mu H + \beta J \gamma \langle S \rangle)$$

y entonces

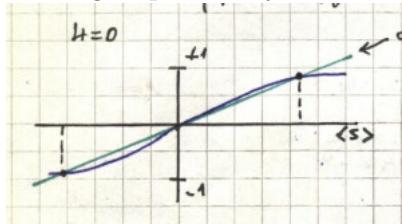
$$\langle S_i \rangle = \frac{\sum_{S_i=-1}^1 S_i e^{-\beta \mu H S_i}}{2 \cosh(\beta \mu H_i)} = \tanh(\beta \mu H_i)$$

y la ecuación de autoconsistencia

$$\langle S_i \rangle = \tanh(\beta \mu H + \beta J \gamma \langle S \rangle)$$

que lleva a ? $\langle s \rangle = \tanh(\beta \mu H + \beta j \gamma \langle s \rangle)$

Vemos grafiquito debajo de estas líneas



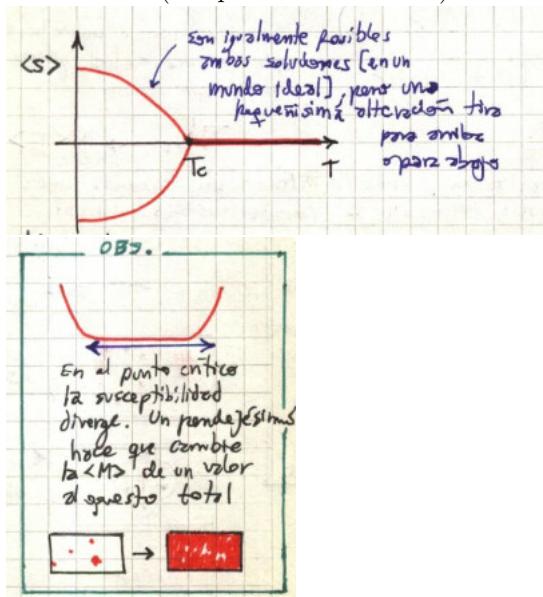
La curva verde debería ser la recta a $\pi/4$ 45° entonces la solución $\langle s \rangle = 0$ es inestable, la pendiente de la tangente hiperbólica nos dice qué tan cerca de $\langle s \rangle = 0$ está mi solución. A partir de cierto β solo tendré $\langle s \rangle = 0$ como solución con: ¿?

pendiente de tanh da

$$\frac{J\gamma}{kT} > 1$$

entonces tenemos dos s estables mayores a cero. $T_C = J\gamma/k$.

Esto se podría aplicar para $2D, 3D$ porque γ (el número de vecinos) no hace referencia a la morfología de la red. Con muchas dimensiones se hace mejor la aproximación; pero para $1D$ no sirve. En D dimensiones tiende a infinito (campo medio es exacto)



EJEMPLO 3.3 Problema 4

$$\langle s \rangle = (T_C - T)^\beta$$

queremos conseguir algo así $\tanh(x) \sim x - x^3/3$

$$\langle S \rangle \sim \frac{J\gamma}{kT} \langle S \rangle - \frac{1}{3} \left(\frac{J\gamma}{kT} \langle S \rangle \right)^3$$

o bien

$$\langle S \rangle \sim \frac{T_C}{T} \langle S \rangle - \frac{1}{3} \left(\frac{T_C}{T} \langle S \rangle \right)^3$$

de modo que $\langle S \rangle \sim (T_C - T)^{1/2}$ y entonces $\beta = 1/2$.

$$E_i = -J\gamma S_i \langle S \rangle$$

$$\langle E \rangle = -J\gamma \langle S_i \rangle \langle S \rangle = -J\gamma \langle S \rangle^2$$

donde en el productito de los valores medios perdí información de correlación local.



Sin usar campo medio

$$E_i = -J\gamma S_i \sum_j S_j$$

$$\frac{C_V}{N} = \frac{1}{N} \frac{\partial U}{\partial T} = -\frac{\gamma J}{2} \frac{\partial \langle S \rangle^2}{\partial T}$$



$$\chi(T, H = 0) = \frac{\partial M}{\partial H} \Big|_{H=0} = \mu N \frac{\partial \langle S \rangle}{\partial H}$$

pero como el valor medio es $\langle S \rangle \approx \beta\mu H + T_C/T \langle S \rangle$ y además

$$\frac{\partial \langle S \rangle}{\partial H} = \frac{\beta}{1 - T_C/T}$$

se llega a

$$\chi = \mu^2 \beta N \frac{T}{(T - T_C)}$$

Vemos ahora entonces que

$$\chi \sim (T - T_C)^\gamma \quad \langle S \rangle \sim (T_C - T)^\beta$$

donde $\gamma = -1$ y $\beta = 1/2$ de modo que para $H \sim 0$ se tendrá $\langle S \rangle(T_C, H) \sim H^{1/\gamma}$

$$\langle S \rangle(T_C, H) \approx \tanh(\beta_c \mu H + \langle S \rangle)$$

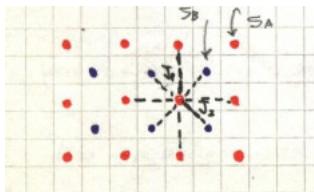
$$\sim \mu\beta H + \langle S \rangle - \frac{1}{3} \left(\frac{\mu H}{kT} + \langle S \rangle \right)^3$$

En el punto crítico el sistema es sumamente susceptible, por ello χ diverge.

$$\langle S \rangle = \left(\frac{\beta \mu H}{J\gamma} \right)^{1/3} - \frac{\mu H}{J\gamma} \quad \langle S \rangle (T_C, H \sim 0) \sim H^{1/3}$$

Finalmente $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ son los exponentes críticos de estos problemas. Problemas con mismos exponentes críticos forman “clases de universalidad” de comportamiento similar.

EJEMPLO 3.4 Problema 5 (planteo)



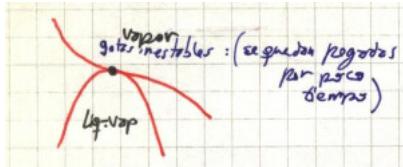
Interacción a segundos vecinos

7.3.4 Teoría sobre líquidos o algo similar

El gas ideal es inerte en el sentido de que no puede salir de ahí: no hay correlaciones.

Consideremos el hamiltoniano de un gas real. Los clusters no necesariamente son estructuras reales; los clusters son dados por las correlaciones (racimos de diagramas).

Gotas físicas En el punto crítico A es cóncava entonces le da lo mismo formar gotas que desarmarlas. Necesito tener tensión superficial para generar las gotas

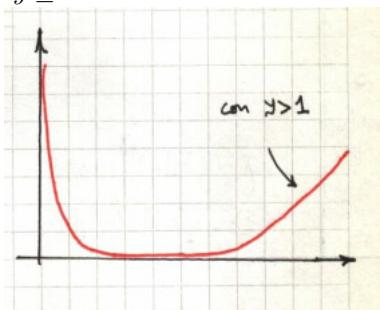


Tenemos $\sum_s n_s S = N$ donde s es el número de gotas y n_s son fragmentos de tamaño S (número de partículas por gota) y $\{n_i\}$ son los números de ocupación.

Hago una hipótesis que represento pictóricamente aquí (dos aproximaciones: Frenkel y Fischer):



Frenkel: asumo sistema esférico y suficientemente grande. Los fragmentos grandes son improbables $y < 1$ los fragmentos grandes son probables con $y \geq 1$

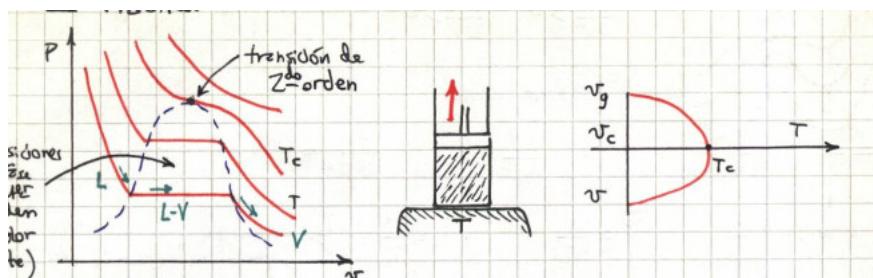


Luego, $x = 1$ es el límite donde la gota tiene sentido, mientras que $y = 1$ es el límite de condensación.

Tenemos $n = q_0 \ell^{-2}$ una *power law* que decae sin escalas (puedo tener cualquier fluctuación)

Conocidos τ, σ (que refieren a la parte geométrica y a la forma media de la gota, respectivamente) tengo todos los exponentes críticos del sistema.

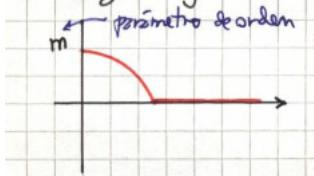
7.3.5 Racconto final-final



En las transiciones de fase de primer orden hay calor latente (es $T <$

T_C). El calor latente es la energía entregada al sistema que éste utiliza para reordenar su estructura (no la usa para variar la temperatura): hay un cambio cuantitativo. En una transición de segundo orden no hay calor latente.

En Ising no hay cambio cuantitativo; entonces es de segundo orden

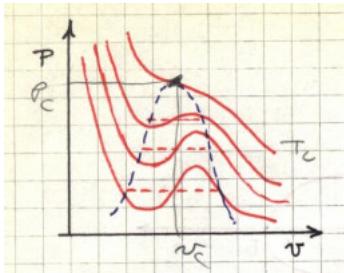


Podemos hacer un gran cuadro comparando sistemas magnéticos y sistemas líquido-gas

Sistemas magnéticos	Sistemas líquido-gas	Parámetro de orden
m	$v_{gas} - v_{liq}(\rho_{liq} - \rho_{gas})$	
$\frac{\mu H}{kT}$	$P - P_C$	Campo asociado al orden
$m \sim (T - T_C)^\beta$	$(\rho_{liq} - \rho_{gas}) \propto (T_C - T)^\beta$	β
$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} \Big _T \sim (T - T_C)^{-\gamma} \quad T > T_C$ $\sim (T_C - T)^{-\gamma} \quad T < T_C$	$\kappa_T = 1/\beta \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _T \sim (T - T_C)^{-\gamma} \quad \gamma$ $\sim (T_C - T)^{-\gamma}$	
$m _{T=T_C} \sim h^{1/\delta}$	$(\rho - \rho_C) \sim (P - P_C)^{1/\delta}$	δ
$C = (T - T_C)^{-\alpha}$ $(T_C - T)^{-\alpha}$	C_V	α

Los sistemas magnéticos y los líquido-gas, con la aproximación de campo medio, pertenecen a una misma clase de universalidad.

$$\beta = \frac{1}{2} \quad \gamma = \gamma' = 1 \quad \delta = 3 \quad \alpha = \alpha' = 0$$



Tenemos simultáneamente

$$\frac{\partial P}{\partial v} > 0 \quad \frac{\partial v}{\partial P} > 0$$

lo cual está mal. En el punto crítico serán

$$\frac{\partial P}{\partial v} = 0 \quad \frac{\partial^2 P}{\partial v^2} = 0$$

Adimensionalizamos con

$$\tilde{P} = \frac{P}{P_C} \quad \tilde{v} = \frac{v}{v_C} \quad \tilde{T} = \frac{T}{T_C}$$

y obtendré una ecuación que no depende de los parámetros a, b ; llego a una curva universal.

7.4 Fenómenos críticos

Existe analogía entre sistemas magnéticos (H, M) y gases (p, V)

$$H, M, T \quad p, V, T$$

$$H \equiv P \quad -M \equiv V$$

$$dU = TdS + HdM + \mu dM$$

y con N fijo,

$$T.dS = dU - H.dM$$

$$c_V = \frac{dQ}{dT}|_V, \kappa_T = \frac{\partial V}{\partial T}|_T$$

$$A = U - TS \quad dA = dT - TdS - SdT = HdM + \mu dM - SdT$$

$$c_M = T \frac{dS}{dT}|_M = T \frac{\partial S}{\partial T}|_M = -T \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}|_M$$

$$\frac{\partial A}{\partial T}|_{M,N} = -S \quad \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}|_{M,N} = -\frac{\partial S}{\partial T}|_{M,N}$$

$$\chi_T \equiv \frac{\partial M}{\partial H}|_T = \frac{\partial}{\partial H} \left(\frac{\partial G}{\partial H}|_T \right)_T = -\frac{\partial^2 G}{\partial H^2}|_T$$

$$G = U - TS - HM \quad dG = dA - HdM - MdH = \mu dN - SdT - MdH$$

$$M = \sum s_i = NL \quad \chi_T = \frac{\partial NL}{\partial H}|_T$$

sabiendo que

$$\bar{L} = \tanh(\beta H \mu + \beta \gamma J \bar{L})$$

Derivando ambos lados:

dibujos

L revienta en $T = T_c$

y las derivadas segundas de G discontinuas en T_c

Landau propone una teoría unificada de comportamiento de un sistema cerca del punto crítico. Introduce el parámetro de orden m_0 que vale 0 si $T > T_c$ y $\neq 0$ si $T < T_c$.

La idea es expandir $A = A(m_0)$. Con $H = 0$ el sistema es simétrico y entonces términos pares

$$t \equiv \frac{T - T_c}{T_c} = \frac{T}{T_c} - 1 \quad Y = \text{Fuerza generalizada}$$

$$\Psi(t, m_0, Y) = \Psi_0(t, Y) + r(t)m_0^2 + s(t)m_0^4$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial m_0} = 0 \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial m_0^2} \geq 0$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial m_0} = 2r(t)m_0 + 4s(t)m_0^3 = 0 \quad \frac{\partial \Psi}{\partial m_0^2} = 2r(t) + 12s(t)m_0^2 \geq 0$$

$$m_0^2 = -\frac{r(t)}{2s(t)}$$

y con m_0 grande se tiene que $s(t) > 0$ controla la concavidad.

Elegimos

$$r > 0 \quad T > T_c \quad \rightarrow \quad \text{mínimo en } m_0 = 0$$

$$r < 0 \quad T < T_c \quad \rightarrow \quad \text{mínimos en } m_0 \neq 0$$

siendo estos mínimos localizados en $\pm \sqrt{-r(t)/(2s(t))}$.

Ψ continua en $t = 0 \rightarrow r = 0$ en $T = T_c$

$$N \frac{\partial L}{\partial H} = N \frac{\partial L}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial H}$$

y la derivada parcial del medio revienta.

$$r(t) = \alpha_2 t \quad s(t) = 2\alpha_4 > 0 \quad \text{así}$$

$$2\alpha_2 t - 3\alpha_2 t = -\alpha_2 t = -\alpha_2 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) \geq 0$$

y esta cuenta significa que si $T < T_c$ es $\alpha_2 < 0$ y si $T > T_c$ es $\alpha_2 > 0$

dibujo

$$\Psi = \Psi_0 - \frac{\alpha_2^2 t^2}{4\alpha_4} \quad T < T_c$$

$$\Psi = \Psi_0 \quad T > T_c$$

$$C_M = -T \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \Big|_M = \begin{cases} -T \frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial T^2} \\ -T \frac{\partial^2 \Psi_0}{\partial T^2} + 2T \frac{\alpha_2}{4\alpha_4} \frac{1}{T_c^2} \end{cases}$$

Si hay campo externo :

$$\Psi = \Psi_0 + \alpha_2 t m_0^2 + 2\alpha_4 m_0^4 - f m_0$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial m_0} = 2\alpha_2 t m_0 + 8\alpha_4 m_0^3 - f = 0$$

y derivando contra f ,

$$2\alpha_2 t \frac{dm_0}{df} + 24\alpha_4 m_0^2 \frac{dm_0}{df} - 1 = 0$$

$$\chi = \frac{dm_0}{df} = \frac{1}{2\alpha_2 t + 24\alpha_4 m_0^2}$$

Con $f \rightarrow 0$ recordamos

$$T > T_c \quad m_0 = 0 \quad \rightarrow \quad \chi \rightarrow \frac{1}{2\alpha_2 t} = \frac{T_c}{2\alpha_2(T - T_c)}$$

$$T < T_c \quad m_0 = -\frac{\alpha_2 t}{4\alpha_4} \quad \rightarrow \quad \chi \rightarrow -\frac{1}{4\alpha_2 t} = -\frac{T_c}{4\alpha_2(T - T_c)}$$

Ambos revienta en T_c

DIBUJO

7.5 Exponentes críticos

- Al cruzar el punto crítico el parámetro de orden crece.
- En la vecindad del punto crítico el sistema sobrelleva procesos de ajuste, entonces hay grandes fluctuaciones.
- Algunas fluctuaciones termodinámicas tienen diferentes comportamientos.

Los exponentes críticos describen la naturaleza de las singularidades en el punto crítico. Son seis: $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \eta, \nu$

$$t = \frac{T - T_c}{T_c} \quad \text{parámetro}$$

Cerca del punto crítico las funciones termodinámicas pueden escribirse como:

$$f(t) = At^\lambda(1 + Bt^y + \dots), \quad y > 0$$

y tenemos un exponente crítico λ

$$\lambda = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{\log f(t)}{\log t} \begin{cases} < 0 & \text{diverge } f(t) \\ > 0 & \text{a } 0 \\ = 0 & \text{divergencia logarítmica} \end{cases}$$

	expresión	rango
C_M, C_v	$(-t)^{-\alpha}$	$t < 0$
	$(t)^{-\alpha}$	$t > 0$
M	$(-t)^\beta$	$t < 0$
	$(-t)^{-\gamma'}$	$t < 0$
$\frac{\partial V}{\partial p} \propto \kappa_T, \chi_T$	$(t)^{-\gamma'}$	$t > 0$
	$ M ^\delta$	$t = 0$
H	ρ^δ	$t = 0$

Se cumplen ciertas desigualdades entre exponentes:

$$\text{Rushbrooke} \quad 2 \leq \gamma' + 2\beta + \alpha' \quad (H = 0)$$

$$\text{Griffiths} \quad \alpha' + \beta(1 + \delta) \geq 2$$

Justamente M es el parámetro de orden y $M = 0$ con $t > 0$

7.5.1 Exponentes críticos Van Der Waals

$$\left(p + \frac{an^2}{V^2} \right) (V - nb) = nRT$$

$$\bar{p} = \frac{p}{p_c} \rightarrow \frac{p - p_c}{p_c} = \bar{p} - 1 = p, v, t$$

Y como en $T = T_c$ es $t = 0$ entonces

$$2p\left(1 + \frac{7v}{2} + 4v^2 + \frac{3v^2}{2}\right) = -3v^3 + 8t(1 + 2v + v^2)$$

pero $t = 0$,

$$p = -\frac{3}{2}v^3 \left(1 + \frac{7v}{2} + 4v^2 + \frac{3v^2}{2}\right)^{-1}$$

$$\delta = 3$$

Para la teoría de Landau es:

$$M = m_0 = \left(\frac{\alpha_2}{2\alpha_4}\right)^{1/2} (T_c - T)^{1/2} \rightarrow \beta = 2$$

$$\chi = \begin{cases} \propto \frac{1}{t} & t > 0 \\ \propto \frac{1}{-t} & t < 0 \end{cases} \rightarrow \gamma = \gamma' = 1$$

C_H tiene $\alpha \approx 0$, $\alpha' \approx 0$ (ver que no dependen de t)

Las transformaciones de primer orden $\frac{\partial G}{\partial T}$, $\frac{\partial G}{\partial x}$ son discontinuas.

7.5.2 Sobre trabajo y relación p, V [mover]

$$dU = dQ - pdV$$

DIBUJO

El sistema entrega trabajo al entorno si $pdV > 0$ y entonces $dV > 0$ (expansión) pues $p > p_{ext}$

El sistema absorbe energía en forma de trabajo si $pdV < 0$ y entonces $dV < 0$ (compresión) pues $p < p_{ext}$

p y V no varían separadamente; si p sube entonces V baja.

Si $p > p_{ext} \rightarrow$ exp. $dV > 0 (dp < 0)$

Si $p < p_{ext} \rightarrow$ comp. $dV < 0 (dp > 0)$

y V decrece con p subiendo.

$$\underbrace{p}_{\text{intensiva}} \quad \underbrace{dV}_{\text{extensiva}} = dW \quad p > 0 \text{ siempre}$$

Para el sistema magnético si $H > 0$ entonces $dM > 0$

$$dU = dQ + HdM$$

donde el segundo miembro es el trabajo magnético realizado por el sistema.

Si el sistema se ordena $dM > 0$ y baja su energía y por ende hace trabajo.

Este sistema hace trabajo no mecánico.

7.5.3 Comentarios varios [mover]

Los efectos de la estadística cuántica surgen de la indistinguibilidad de las partículas.

$$\frac{\lambda^3}{v} \ll 1 \text{(Clásico)}$$

$$\frac{\lambda^3}{v} \approx 1 \text{(Cuántico)}$$

Cuando $\lambda^3/v \approx 1$ surgen efectos cuánticos y tiene importancia la estadística de las partículas (BE o FD).

Para un sistema de cuasipartículas es $\mu = 0$. En general,

$$\mu = \mu(T)$$

es un valor único para el sistema y depende de la temperatura.

- gas ideal
 - clásico : partículas no interactuantes. T alta y v alto.
 - cuántico : partículas no interactuantes. T baja y v bajo.
- bosones
 - partículas
 - cuasipartículas : no tienen masa. N no está fijo.
- fermiones
 - partículas

7.5.4 Para apéndice [mover]

$$\Gamma\left(m + \frac{1}{2}\right) = \left(m - \frac{1}{2}\right)\left(m - \frac{3}{2}\right) \cdots \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \Gamma(1/2), m \in \mathbb{N}$$

$$\Gamma(3/2) = \Gamma(1 + 1/2) = \frac{1}{2}\Gamma(1/2) = \frac{\pi^{1/2}}{2}$$

Calculando momentos permitidos en una caja es de lo más divertido y resulta

$$\frac{V}{h^3} d|\mathbf{p}| = 1$$

donde $d\mathbf{p} = dx\hat{x} + dy\hat{y} + dz\hat{z}$ y $d|\mathbf{p}| = dx dy dz$ en cartesianas. En cambio en esféricas es

$$4\pi p^2 \frac{V}{h^3} dp = 1$$

$$1 = \frac{V \hbar dk \hbar^2 k^2 4\pi}{h^3} = \frac{V 4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3}$$

Para pasaje de $\sum_{\mathbf{p}}$ a $\int d^3p d^3q$ utilizamos los siguientes

$$dp_x dx = h \quad \text{Incertidumbre}$$

y entonces

$$d^3p d^3x = h^3 \rightarrow \frac{1}{h^3} d^3p d^3x = 1$$

y parece que

$$\frac{V}{h^3} \int d^3p = 1$$

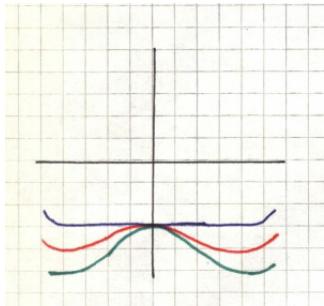
*Anoté que no estoy seguro
de esta última cuenta, en
lápiz tenue.*

7.5.5 Fenómenos críticos (1)

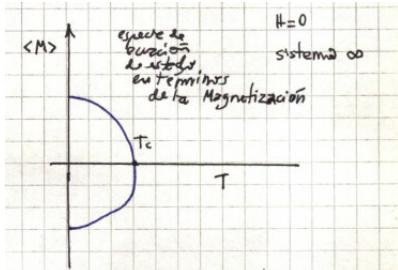
Por $T > T_C$ el sistema es dominado por la entropía S ; se comporta normalmente. Con $T < T_C$ hay algo que rompe la simetría y hay una dirección preferencial.

$$\frac{N_{++}}{Ny/2} = \left(\frac{N_+}{N}\right)^2$$

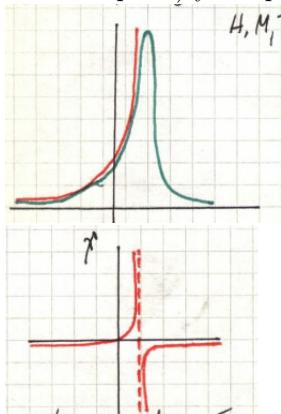
La aproximación de campo medio es esto de arriba y se tiene $1/V \log Q^{BG}$ donde quiero buscar el A . El término más grande será \bar{L} y será el que maximiza la sumatoria



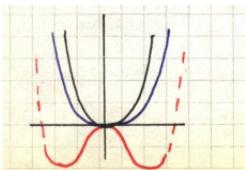
Aquí el sistema se parece a un fluido



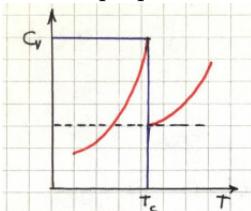
Para $T < T_C$ es como una transición de fase de primer orden. El C_V diverge en T_C con sistema infinito, y el C_V es máximo en T_C con sistema finito. Los exponentes críticos: buceamos analogía entre fluidos y magnetización. Luego del P_C surgen modos colectivos de agrupamiento (sistema de spines) y comparo $H, M, T \rightarrow P, V, T$



Por debajo del T_C hay dominios de magnetización; dirección preferencial de los spines. Se habla de un *parámetro de orden*.



Landau propone una explicación de lo que pasa en el punto crítico.



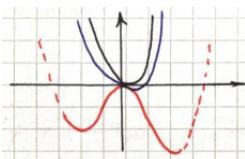
Recuerda el resultado de Bragg-Williams (campo medio). Me da una visión de grano grueso. Pero borra las correlaciones.

Las correlaciones en T_C rompen la simetría que teníamos (sistema conducido por la entropía S)

Los fluidos tienen un P_C pero no se rompe ninguna simetría; esto es apropiado para sistemas que pueden manifestar una simetría en el espacio.

Landau nos ubica cerca del P_e entonces lo relevante es el parámetro de orden m_0 : desarrollo del potencial termodinámico en términos de m_0 y de ahí me quedo con potencias pares para que no dependa del signo de los spines.

Con un campo externo se rompe la simetría del problema. Se corre el punto de transición desde cero. $\chi \rightarrow \infty$ en $T = T_C$



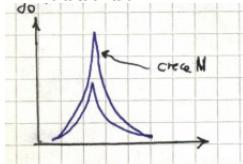
Los exponentes críticos intentan caracterizar cómo varían ciertas cantidades en las proximidades de dicho punto.



Habrá que definir cuántos exponentes críticos son necesarios para describir un sistema cerca del punto crítico.

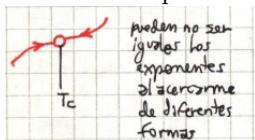
7.5.6 Fenómenos críticos (2)

Se quiere caracterizar a los sistemas con exponentes críticos; pero con un H reducido.



Van der Waals es una ecuación en términos de campo medio; la expresamos en distancias relativas a los puntos críticos.

Comparando con valores reales vemos que Van der Waals y Landau no dan parecido; y es así porque son teorías de campo medio. En la vecindad del punto crítico se desarrolla en términos del parámetro de orden. Consideramos exponentes yendo en las dos direcciones.



Si un potencial termodinámico es una función homogénea generalizada entonces todos los potenciales termodinámicos lo son. Los exponentes críticos pueden relacionarse con p, q y entonces con dos números tengo toda la información del sistema.

Las distancias de correlación empiezan a crecer en T_C .

Como ξ diverge en un $\sim T_C$ entonces la distancia de correlación es mucho mayor al tamaño de las celdas; éstas están muy correlacionadas. Se da que LL es mucho menor a la distancia de correlación.

Podemos hacer un proceso de “renormalización”; reemplazar una celdad por un spin efectivo $+ o -$ para toda la celda.

Como estamos cerca de T_C y tenemos grandes dominios no tendremos tableros de ajedrez. Cerca del punto crítico ambos sistemas serían prácticamente indistinguibles (hipótesis de Kadanoff).

En el punto crítico la distancia de correlación se va a infinito. A consecuencia de esta transformación podemos probar que la energía libre de Gibbs es una función homogénea generalizada. El hamiltoniano cambia de acuerdo a un escalamiento en las variables análogo al que se hizo para la transformación. Las dependencias aparecen en los parámetros del hamiltoniano. La red se hace autosimilar (igual a sí misma) pero escalada.

EJEMPLO 5.1 Problema 2

Tenemos

$$\beta P = \sum_{n>1}^{\infty} B_n p^n$$

y solicitan desarrollos del virial para E, S , se ve que es conveniente usar $A = U - TS$ de modo que $dA = -pdV - SdT$ y

$$A = A^{\text{gas ideal}} + A^{\text{exceso}}$$

de modo que

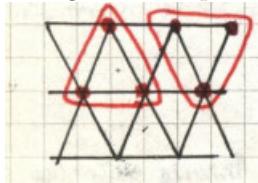
$$P = P^{\text{GI}} + P^e \quad S = S^{\text{GI}} + S^e$$

Los problemas 3,4 salen con los resultados del problema 2.

El punto crítico es un punto fijo de la transformación

- $\lambda_i > 1$ indican la dirección de crecimiento
- $\lambda_i = 1$ irrelevantes.
- $\lambda_i < 1$ indiferentes; se van a cero y no aportan.

Criterio de la mayoría: tomo el signo. Mapeo una red triangular en una red triangular; tres spines son un super spin. V es el término de superficie.



Con los exponentes críticos hicimos una hipótesis de “scaling”; entonces con un par de exponentes críticos podríamos resolver el problema habiendo definido unas funciones homogéneas. Kadanoff dice o lleva a que los problemas son autosimilares. Wilson dice o lleva a que la función de partición se conserva y queda libre el H .

Capítulo 8

Evolución temporal de sistemas macroscópicos

8.1 Teorema de Liouville

Un sistema de N partículas en el espacio físico $3D$ descripto por

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}(\{p_i, q_i\}, t) \quad 1 \leq i \leq 3N$$

evolucionará de acuerdo a

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \quad \dot{q}_i = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i}$$

Entonces se tendrá que

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i^{3N} \left[\frac{\partial \rho}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial t} \right]$$

$\rho = \rho(\{p_i, q_i\}, t)$ describe un ensamble

Pero el número de estados se conserva. Sea ω un volumen arbitrario, el número de estados en ω es

$$\Omega_\omega = \int \rho d^{3N}q d^{3N}p \equiv \int_\omega \rho d\omega$$

y entonces si hay una variación es porque se fugan estados de ω y

$$-\frac{\partial}{\partial t} (\Omega_\omega) = \int_{S=\partial\omega} \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}$$

Los estados que se fugan van a parar a otros ω dentro del ensamble

siendo el rhs el flujo saliente de estados del volumen ω huyendo por la superficie S y siendo $\mathbf{v} \equiv (\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_{3N}, \dot{p}_1, \dot{p}_2, \dots, \dot{p}_{3N})$. Aplicando teorema de la divergencia,

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_{\omega} \rho d\omega = \int_{\omega} \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) d\omega$$

$$\int_{\omega} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) \right] d\omega = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i^{3N} \frac{\partial}{\partial q_i} (\rho \dot{q}_i) + \frac{\partial}{\partial p_i} (\rho \dot{p}_i) = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i^{3N} \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \dot{q}_i + \rho \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_i} + \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \dot{p}_i + \rho \frac{\partial \dot{p}_i}{\partial p_i} = 0$$

y vemos que se tiene un cero en

$$\rho \left(\frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial q_i \partial p_i} - \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial p_i \partial q_i} \right) = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i^{3N} \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \dot{p}_i = 0$$

El ensamble evoluciona como un fluido incompresible, pues el volumen se conserva.

8.2 Jerarquía BBGKY

Podemos definir funciones de correlación f_s . Las ecuaciones de movimiento para calcularlas resultan acopladas de modo que relacionan f_1 con f_2 , f_2 con f_3 , etc.

Este sistema es la jerarquía BBGKY. Truncándola se puede llegar a Boltzmann

$$z_i \equiv (\vec{p}_i, \vec{q}_i) \quad \text{con } i = 1, 2, \dots, N$$

$$1 = \int \rho(z_1, z_2, \dots, z_N) dz_1 \dots dz_N \quad \text{normalizada}$$

$$f_s = \int dz_{s+1} \dots dz_N \rho(z_1, z_2, \dots, z_N) \Rightarrow f_s = f_s(z_1, z_2, \dots, z_s)$$

f_s : probabilidad de hallar s partículas con ciertos $\{p_i, q_i\}$ ($i = 1, \dots, s$)

Es una matnera de pasar de \mathbb{F} a μ

Dadas $(N - s)$ partículas con cualesquiera \vec{p}, \vec{q} consideramos la probabilidad de tener s partículas con ciertos \vec{p}, \vec{q}

$f_1 = f_1(z_1)$ es la función de distribución

Se reescribe Liouville $\partial\rho/\partial t = 0$ con $\rho = \rho(\{p_i, q_i\}, t)$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3N} \frac{\partial\rho}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial\rho}{\partial p_i} \dot{p}_i = 0$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial q_i} \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial p_i} - \frac{\partial\rho}{\partial p_i} \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial q_i} = 0$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3N} [\nabla_{\vec{q}_i} \rho \cdot \nabla_{\vec{p}_i} \mathcal{H} - \nabla_{\vec{p}_i} \rho \cdot \nabla_{\vec{q}_i} \mathcal{H}] = 0 \quad \text{con un } \mathcal{H} \text{ generico}$$

$$\mathcal{H} = \sum_i^N \frac{|\vec{p}_i|^2}{2m} + \sum_i^N U_i(q_i) + \sum_{i < j}^N V_{ij}(q_i)$$

y tomándole el gradiente

$$\nabla_{\vec{p}_k} \mathcal{H} = \frac{|\vec{p}_k| \hat{k}}{m} = \frac{\vec{p}_k}{m}, \quad \nabla_{\vec{q}_k} \mathcal{H} = \nabla_{\vec{q}_k} U_k + \sum_{i < j}^N \nabla_{\vec{q}_k} V_{kj}$$

$$, \nabla_{\vec{q}_k} \mathcal{H} = -\vec{F}_k - \sum_{i < j}^N \vec{K}_{kj}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\vec{p}_i}{2m} \cdot \nabla_{\vec{q}_i} \rho + \vec{F}_i \cdot \nabla_{\vec{p}_i} \rho + \sum_{i < j}^N \vec{K}_{kj} \cdot \nabla_{\vec{p}_i} \rho = 0$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \sum_i^N \frac{\vec{p}_i}{2m} \cdot \nabla_{\vec{q}_i} + \vec{F}_i \cdot \nabla_{\vec{p}_i} + \sum_{i \neq j}^N \frac{1}{2} \vec{K}_{kj} \cdot (\nabla_{\vec{p}_i} - \nabla_{\vec{p}_j}) \right] \rho = 0$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \underbrace{\sum_i^N S_i + \frac{1}{2} \sum_i^N \sum_j^N i \neq j P_{ij}}_{\equiv h_N(1, 2, \dots, N)} \right] \rho = 0$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + h_N(1, 2, \dots, N) \right] \rho = 0$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \sum_i^S S_i + \sum_{i=S+1}^N S_i + \frac{1}{2} \sum_i^S \sum_j^S i \neq j P_{ij} + \frac{1}{2} \sum_{i=S+1}^N \sum_{j=S+1}^N i \neq j P_{ij} \right] \rho = 0$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + h_S(1, 2, \dots, S) + h_{N-S}(S+1, \dots, N) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^S \sum_{j=S+1}^N i \neq j P_{ij} \right] \rho = 0$$

Ahora

$$f_s(1, 2, \dots, S) = \frac{N!}{(N-S)!} \int dz_{S+1} \dots dz_N \rho(1, 2, \dots, S, S+1, \dots, N)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} f_s + h_s f_s = - \frac{N!}{(N-S)!} \int dz_{S+1} \dots dz_N \left[h_{N-S} + \sum_{i=1}^S \sum_{j=S+1}^N P_{ij} (i \neq j) \right] \rho(1, \dots, N)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + h_s \right) f_s = - \sum_{i=1}^S \frac{N!}{(N-S)!} \int dz_{S+1} \dots dz_N \left[\sum_{j=S+1}^N P_{ij} \rho(1, \dots, N) \right]$$

donde

$$\int dz_{S+1} \dots dz_N h_{N-S} \rho = 0$$

y donde

$$\sum_{j=S+1}^N P_{ij} \rho(1, \dots, N) = P_{i,S+1} \rho + P_{i,S+2} \rho + \dots + P_{i,N} \rho = (N-S) P_{i,S+1}$$

entonces

$$= - \sum_{i=1}^S \frac{N!}{(N-S)!} \int dz_{S+1} P_{i,S+1} \int dz_{S+2} \dots dz_N \rho(1, \dots, N)$$

$$= - \sum_{i=1}^S \int dz_{S+1} P_{i,S+1} \underbrace{\frac{N!}{(N-S)!} \int dz_{S+2} \dots dz_N \rho(1, \dots, N)}_{\equiv f_{S+1}(1, \dots, S+1)}$$

y

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + h_s \right) f_s = - \sum_{i=1}^S \int dz_{S+1} \vec{K}_{i,S+1} \cdot \nabla_{\vec{P}_i} f_{S+1}(1, \dots, S+1)$$

con ustedes la jerarquía BBGKY donde el término con $\nabla_{\vec{P}_{S+1}}$ no aporta.

Capítulo 9

Gases diluidos en las proximidades del equilibrio

Sistema clásico diluido, procesos colisionales en términos de σ , sistema grande con paredes reflejantes

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3x d^3p \equiv \# \text{de partículas en el cubo } d^3p, d^3x$$

siendo f la función de distribución de un cuerpo.

La teoría cinética busca hallar $f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$ para una dada interacción molecular. Sabemos que la interacción es a través de colisiones.

Sin colisiones las moléculas evolucionan de acuerdo a

Clásico implica
 $\lambda_{\text{deB}} \ll (V/N)^{1/3}$,
 $h/p \ll v^{1/3}$ o bien
 $\frac{h}{\sqrt{2mkT}} \ll v^{1/3}$

$$t \rightarrow t + \delta t \quad \mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x} + \mathbf{v}\delta t \quad \mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + \mathbf{F}\delta t$$

$$f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) d^3x d^3p = f(\mathbf{x} + \mathbf{v}\delta t, \mathbf{p} + \mathbf{F}\delta t, \mathbf{p}, t + \delta t) d^3x' d^3p'$$

El volumencillo con sus partículas evoluciona en el espacio de fases μ . El volumen evoluciona de acuerdo al jacobiano.

$$d^3r' d^3p' = |J| d^3r d^3p$$

pero

$$J = \frac{\partial(x', y', z', p'_x, p'_y, p'_z)}{\partial(x, y, z, p_x, p_y, p_z)}$$

da

$$1 + \mathcal{O}(\delta t^3)$$

con lo cual si $\delta t \ll 1$ será $d^3r'd^3p' = d^3rd^3p$ y entonces

$$f(\mathbf{x} + \mathbf{v}\delta t, \mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + \mathbf{F}\delta t, \mathbf{p}, t + \delta t) = f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)$$

pero si hay colisiones

$$f(\mathbf{x} + \mathbf{v}\delta t, \mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + \mathbf{F}\delta t, \mathbf{p}, t + \delta t) = f(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) + \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{col}} \delta t$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} \delta t d^3rd^3p = (\bar{R} - R) \delta t d^3rd^3p$$

donde $\bar{R} \delta t d^3r'd^3p'$ es el número de colisiones durante δt en las que una partícula se halla al final en $d^3r'd^3p'$ y $R \delta t d^3rd^3p$ es correspondientemente el número de colisiones durante δt en las que una partícula se halla al comienzo en d^3rd^3p .

De t a $t + \delta t$ algunas moléculas de A pasan a B y otras van hacia otros lados. Hacia B llegan moléculas de A y desde fuera.

Dada la dilución consideramos colisiones binarias.

R es el número de colisiones en las cuales la partícula se halla en A y consecuentemente no llega a B (pérdida) (en el cubo d^3V_2) y \bar{R} es el número de colisiones en las cuales la partícula se halla fuera de A y consecuentemente por colisión llega a B (ganancia) (en el cubo d^3V_2').

$$\underbrace{f(\mathbf{v}_2, t) d^3V_2}_{\text{d. blancos}} \quad \underbrace{|\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1|}_{\text{condición de colisión}} \quad \underbrace{f(\mathbf{v}_1, t) d^3V_1}_{\text{d. incidentes}} \quad \underbrace{\sigma}_{V_1 V_2 \rightarrow V'_1 V'_2} \quad d^3V'_1 d^3V'_2$$

Si quiero conocer R debo integrar: si la partícula con \mathbf{V}_2 se halla en A integrao en todas las \mathbf{V}_1 y en todos los destinos \mathbf{V}'_1 y \mathbf{V}'_2 .

$$\underbrace{f(\mathbf{v}'_2, t) d^3V'_2}_{\text{d. blancos}} \quad \underbrace{|\mathbf{V}'_2 - \mathbf{V}'_1|}_{\text{condición de colisión}} \quad \underbrace{f(\mathbf{v}'_1, t) d^3V'_1}_{\text{d. incidentes}} \quad \underbrace{\sigma}_{V_1 V_2 \rightarrow V'_1 V'_2} \quad d^3V'_1 d^3V'_2$$

Si quiero conocer \bar{R} debo integrar: si la partícula con \mathbf{V}_2 se halla en B integrao en todas las \mathbf{V}'_1 \mathbf{V}'_2 (origenes) y en todos los destinos \mathbf{V}'_1 .

$$d^3V_2 R = \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} f(\mathbf{V}_2, t) d^3V_2 |\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| f(\mathbf{V}_1, t) d^3V_1 \underbrace{\sigma}_{12 \rightarrow 1'2'} d^3V'_1 d^3V'_2$$

$$d^3V_2 \bar{R} = \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} f(\mathbf{V}'_2, t) d^3V'_2 |\mathbf{V}'_2 - \mathbf{V}'_1| f(\mathbf{V}'_1, t) d^3V'_1 \underbrace{\sigma}_{1'2' \rightarrow 12} d^3V_1 d^3V_2$$

$$d^3V_2 R = \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} f_2 f_1 |\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| \underbrace{\sigma}_{12 \rightarrow 1'2'} d^3V'_1 d^3V'_2 d^3V_2 d^3V_1$$

$R \delta t d^3rd^3p$ será finalmente el número de partículas en el cubo d^3rd^3p .

Queremos ver cómo varía f en μ .

$$d^3V_2\bar{R} = \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} f'_2 f'_1 |\mathbf{V}'_2 - \mathbf{V}'_1| \underset{1'2' \rightarrow 12}{\sigma} d^3V_1 d^3V_2 d^3V'_2 d^3V'_1$$

y si usamos que $|\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| = |\mathbf{V}'_2 - \mathbf{V}'_1|$ y $\underset{12 \rightarrow 1'2'}{\sigma} = \underset{1'2' \rightarrow 12}{\sigma}$ entonces

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} \Big|_{\text{col}} = (\bar{R} - R)d^3V_2 = \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} (f'_2 f'_1 - f_1 f_2) |\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| \underset{12 \rightarrow 1'2'}{\sigma} d^3V'_1 d^3V'_2 d^3V_2 d^3V_1$$

Bajo estas líneas pueden verse los esquemas de integración,

9.0.1 Construcción de una cuenta

Volumen dentro del cual una partícula con \mathbf{V}_1 chocaría a una de \mathbf{V}_2 .

$$\frac{\widehat{|\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| \delta t \delta A}}{\delta t \delta A} = \frac{\widehat{f(\mathbf{V}_1, t) d^3V_1}}{\text{densidad de incidentes}}$$

es el # de partículas incidentes con \mathbf{V}_1 que podría colisionar con una de \mathbf{V}_2 en la unidad de tiempo y por unidad de área.

$$\sigma(\mathbf{V}_1 \mathbf{V}_2 \rightarrow \mathbf{V}'_1 \mathbf{V}'_2) d^3V'_1 d^3V'_2$$

es la sección eficaz de dispersión del proceso $\mathbf{V}_1 \mathbf{V}_2 \rightarrow \mathbf{V}'_1 \mathbf{V}'_2$ teniendo como destinos \mathbf{V}'_1 y \mathbf{V}'_2 .

$$[|\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| f(\mathbf{V}_1, t) d^3V_1] \sigma_{12 \rightarrow 1'2'} d^3V'_1 d^3V'_2$$

es el # de partículas incidentes con \mathbf{V}_1 dispersadas en \mathbf{V}'_1 y con el blanco yendo a \mathbf{V}'_2 por unidad de tiempo y volumen.

$$[f(\mathbf{V}_2, t) d^3V_2] |\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| f(\mathbf{V}_1, t) d^3V_1 \sigma d^3V'_1 d^3V'_2$$

es el # de partículas dispersadas hacia \mathbf{V}'_1 y \mathbf{V}'_2 proveniente de \mathbf{V}_1 y \mathbf{V}_2 por unidad de tiempo y de volumen.

Quisiera conocer $R dt d^3r d^3v$ (# de colisiones durante dt en las cuales una partícula incial –blanco– se halla en d^3r con d^3v_2)

$$R dt d^3r d^3v = \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} dt d^3r f(\mathbf{V}_2, t) d^3V_2 |\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| f(\mathbf{V}_1, t) d^3V_1 \sigma d^3V'_1 d^3V'_2$$

y también $\bar{R} dt d^3r d^3v$ (# de colisiones durante dt en las cuales una partícula final se halla en d^3r con d^3v_2)

$$\bar{R} dt d^3r d^3v = \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} dt d^3r f(\mathbf{V}'_2, t) d^3V'_2 |\mathbf{V}'_2 - \mathbf{V}'_1| f(\mathbf{V}'_1, t) d^3V'_1 \sigma d^3V_1 d^3V_2$$

pérdida; si golpeo un blanco en \mathbf{V}_2 lo saco del volumen

Se integra en las incidentes \mathbf{V}'_1 y en las ganancia si golpeo las destinos $\mathbf{V}'_1, \mathbf{V}'_2$.

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{col}} \delta t = (\bar{R} - R) \delta t$$

Usando

$$|\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| = |\mathbf{V}'_2 - \mathbf{V}'_1| \quad \sigma(12 \rightarrow 1'2') = \sigma(1'2' \rightarrow' 2)$$

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{col}} = \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} d^3 v_1 d^3 v'_1 d^3 v'_2 |\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1| \sigma(f(\mathbf{V}'_1, t) f(\mathbf{V}'_2, t) - f(\mathbf{V}_1, t) f(\mathbf{V}_2, t))$$

Por otro lado

$$f(\mathbf{r} + \mathbf{v}\delta t, \mathbf{p} + \mathbf{F}\delta t, t + \delta t) - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f(\mathbf{r}, \mathbf{v} + \frac{\mathbf{F}}{m}\delta t, t + \delta t) - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{v}\delta t + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \frac{\mathbf{F}}{m}\delta t + \frac{\partial f}{\partial t} \delta t = \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} + \frac{\partial f}{\partial t} \delta t$$

y entonces con $\delta t \rightarrow 0$ es

$$\left(\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} + \frac{\partial}{\partial t} \right) f = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{col}}$$

y somos conducidos a

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} + \frac{\partial}{\partial t}) f_2 = \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} d^3 v_1 d^3 v'_1 d^3 v'_2 V \sigma(f'_1 f'_2 - f_1 f_2)$$

la ecuación de transporte de Boltzmann.

Se ha supuesto CAOS MOLECULAR, de modo que la correlación de dos cuerpos (función de distribución de dos cuerpos en el mismo punto espacial)

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, t) = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_1, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}_2, t)$$

y esto nos lleva a que las velocidades de dos partículas en el elemento $d^3 r$ no están correlacionadas. La probabilidad de encontrarlas simultáneamente es el producto de hallarlas a cada una por separado.

Una condición suficiente es

$$f'_1 f'_2 - f_1 f_2 = 0 \Rightarrow \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{col}} = 0$$

y veremos que es también necesaria.

La solución de equilibrio será aquella independiente del tiempo. Es decir

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_{\text{eq}} = 0,$$

$$\int \int \int dV \dots V \sigma(f'_1 f'_2 - f_1 f_2) = 0$$

9.0.2 otra

Supusimos un sistema diluido, con colisiones binarias y llegamos a

$$\left(\mathbf{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} + \frac{1}{m} \mathbf{F} \cdot \nabla_{\vec{v}} + \frac{\partial}{\partial t} \right) f_2 = \frac{\partial f_2}{\partial t} = \int \int \int d^3 v_1 d^3 v'_1 d^3 v'_2 V \sigma (f_1' f_2' - f_1 f_2) \quad (1)$$

Pensamos que en el equilibrio será $\partial f_2 / \partial t = 0$ y sabemos que

$$\text{si } f_1' f_2' - f_1 f_2 = 0 \Rightarrow \frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

La función del equilibrio es MB, $f_0(\mathbf{v}) \rightarrow \frac{\partial f_0}{\partial t} = 0$

Definiendo $H(t) = \int d^3 V f(\mathbf{v}, t) \log(f(\mathbf{v}, t))$ vemos que

$$\text{si } \frac{\partial f(\mathbf{v}, t)}{\partial t} = 0 \Rightarrow \frac{dH}{dt} = 0$$

Ahora, considerando que f satisface (1) probamos que

$$\text{si } f \text{ verifica (1)} \Rightarrow \frac{dH}{dt} \leq 0$$

pero como el integrando en dH/dt no cambia de signo nunca debe anularse para obtener el cero con lo cual

$$\frac{dH}{dt} = 0 \Rightarrow f_1' f_2' - f_1 f_2 = 0 \Rightarrow \frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

y en definitiva

$$\frac{dH}{dt} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

y prueba que con

$$f(\mathbf{v}, t)_{t \rightarrow \infty} \rightarrow f_0(\mathbf{v}) \quad \text{con} \quad \frac{\partial f_0}{\partial t} = 0$$

La ecuación (1) asume la hipótesis de CAOS MOLECULAR para su validez.

$f(\mathbf{p}, t)$ en principio sólo satisface la ecuación de transporte de Boltzmann cuando vale CAOS MOLECULAR. Una tal f es tal que

$$\frac{dH}{dt} \leq 0 \quad H \text{ es decreciente siempre (un instante luego del CAOS MOLECULAR)}$$

$$\frac{dH}{dt} = 0 \quad \text{si } f(\mathbf{p}, t) = f_{MB} \text{ con } \frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

CAOS MOLECULAR entonces significa que H es máximo local, luego decrece rápidamente y además se sale de f_{MB}

9.1 Teorema H y consecuencias

$$H(t) = \int d^3 p f(\mathbf{p}, t) \log(f(\mathbf{p}, t)) = <\log f(\mathbf{p}, t)>_{\text{no normalizado}}$$

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} = \int d^3 p \left(\frac{\partial f}{\partial t} \log f + f \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial t} \right)$$

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} = \int d^3 p \frac{\partial f}{\partial t} (1 + \log f)$$

$$\text{Si } \frac{\partial f}{\partial t} = 0 \Rightarrow \frac{\partial H}{\partial t} = 0$$

Entonces la anulación de la derivada de H es condición necesaria pero no suficiente para que la derivada de f se anule.

Por otro lado, también vale que si f satisface la ecuación de Boltzmann, entonces

$$\frac{dH}{dt} = \frac{d}{dt} <\log f(\mathbf{p}, t)>_{\text{no normalizado}} \leq 0$$

$$\frac{\partial H(t)}{\partial t} = \int d^3 p \frac{\partial f}{\partial t}(\mathbf{p}, t) (1 + \log f)$$

y si consideramos función de \mathbf{v}_2 ,

$$\frac{dH}{dt} = \int d^3 V_2 \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} d^3 v_1 d^3 v'_1 d^3 v'_2 V \sigma(f'_1 f'_2 - f_1 f_2) [1 + \log f_2]$$

pero el intercambio de V_1 con V_2 no afecta la integral y podemos sumar dos medios,

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dt} = \frac{1}{2} & \left[\int d^3 V_2 \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} d^3 v_1 d^3 v'_1 d^3 v'_2 V \sigma(f'_1 f'_2 - f_2 f_1) [1 + \log f_1] + \right. \\ & \left. \int d^3 V_2 \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} d^3 v_1 d^3 v'_1 d^3 v'_2 V \sigma(f'_1 f'_2 - f_1 f_2) [1 + \log f_2] \right] \end{aligned}$$

$$\frac{dH}{dt} = \frac{1}{2} \left[\int d^3 V_2 \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} d^3 v_1 d^3 v'_1 d^3 v'_2 V \sigma(f'_2 f'_1 - f_2 f_1) [2 + \log(f_1 f_2)] \right]$$

pero intercambio de V'_1, V'_2 con V_1, V_2 tampoco afecta, entonces

$$\frac{dH}{dt} = \frac{1}{4} \left[\int d^3V_2 \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} d^3v_1 d^3v'_1 d^3v'_2 V \sigma (f_2 f_1 - f'_2 f'_1) [2 + \log(f'_1 f'_2)] + \right. \\ \left. int d^3V_2 \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} d^3v_1 d^3v'_1 d^3v'_2 V \sigma (f'_2 f'_1 - f_2 f_1) [2 + \log(f_1 f_2)] \right]$$

$$\frac{dH}{dt} = \frac{1}{4} \int d^3V_2 \int_{V_1} \int_{V'_1} \int_{V'_2} d^3v_1 d^3v'_1 d^3v'_2 V \sigma (f_2 f_1 - f'_2 f'_1) [\log\left(\frac{f'_1 f'_2}{f_1 f_2}\right)]$$

y como siempre es

$$(X - Y) \log\left(\frac{Y}{X}\right) \leq 0$$

luego

$$\frac{dH}{dt} \leq 0$$

y si

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \Rightarrow \frac{dH}{dt} = 0$$

pero de la prueba que acabamos de finalizar vemos que si

$$\frac{dH}{dt} = 0 \Rightarrow f_1 f_2 - f'_1 f'_2 = 0 \Rightarrow \frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

luego

$$\frac{dH}{dt} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\partial f}{\partial t}(\mathbf{v}, t) = 0$$

con f de Boltzmann.

Entonces $dH/dt = 0$ si y sólo si $f_1 f_2 = f'_1 f'_2$ para todas las colisiones. Esta condición se conoce como *balance detallado* y es la condición de equilibrio para el gas.

$$E = \int d^3V f(\mathbf{v}, t) |\mathbf{v}|^2 < \infty$$

$$H = \int d^3V f(\mathbf{v}, t) \log f(\mathbf{v}, t)$$

H es el promedio en la distribución de $\log f(\mathbf{p}, t)$ no normalizado.

Capítulo 10

Introducción al estudio de procesos de relajación

10.1 Procesos de Markov

Sea Y una variable estocástica (aquellas que provienen de experimentos, donde no se tiene información dinámica determinista¹) que puede tomar valores y_1, y_2, \dots

$$P_1(y_1, t) \equiv \text{Prob. de tomar } y_1 \text{ en tiempo } t \text{ (1 paso)}$$

$$P_2(y_1, t_1; y_2, t_2) \equiv \text{Prob. de tomar } y_1 \text{ en } t_1 \text{ y } y_2 \text{ en } t_2 \text{ (conjunta)}$$

Para N pasos es

$$P_N(y_1, t_1; y_2, t_2; \dots; y_N, t_N)$$

$$P_{1/1}(y_1, t_1 | y_2, t_2) \equiv \text{Prob. condicional de tomar } y_2 \text{ en } t_2 \text{ habiendo tomado } y_1 \text{ en } t_1 \text{ (certeza de la)}^{\text{Es importante que la}}$$

conditional implica que se sabe algo con certeza.

Abreviaremos obviando el tiempo. Además se tiene

$$P(y_1; y_2) \leq P(y_1 | y_2)$$

donde el lhs evalúa los caminos que comunican y_1, y_2 del total y el rhs evalúa los caminos que comunican y_1, y_2 del subconjunto de los que parten de y_1 .

¹No tengo información para predecir nada.

Además

$$P_2(y_1; y_2) = P_1(y_1)P_{1/1}(y_1|y_2),$$

que es el caso de $P(B)P(B|A) = P(A)$, cumpliéndose lo siguiente

- $\int P_1(y_1)dy_1 = 1$ normalización
- $\int P_{1/1}(y_1|y_2)dy_2 = 1$ normalización
- $\int P_2(y_1; y_2)dy_1 = \int P_1(y_1)P_{1/1}(y_1|y_2)dy_1 = P_1(y_2)$ reducción

La integral de normalización implica sumar todos los caminos de (y_1, t_1) a (y_2, t_2) .

La reducción se puede definir en general para N pasos y $N-1$. Cuando la densidad de probabilidad es invariante ante una traslación temporal se dice que es estacionaria. En ese caso se da que

$$P_N(y_1, t_1; y_2, t_2; \dots; y_N, t_N) = P_N(y_1, t_1 + \tau; y_2, t_2 + \tau; \dots; y_N, t_N + \tau)$$

Ejemplito numérico

$$P(y_1; y_2) = P(y_1)P(y_1|y_2) = \frac{4}{7} \cdot \frac{1}{2} = \frac{2}{7}$$

$$P(y_2; y_1) = P(y_2)P(y_2|y_1) = \frac{3}{7} \cdot \frac{2}{3} = \frac{2}{7}$$

Notemos que $P(A|B) \neq P(B|A)$ aunque $P(A; B) = P(B; A)$

Las densidades de muchos pasos: $P(y_1; y_2; y_3)$ son relevantes cuando el sistema tiene “memoria”. Se clasifican los procesos en función de la memoria; en el caso de Markov nos preocupamos del último anterior y requeriré la probabilidad de un evento y la probabilidad de transición: estas dos cosas definen los procesos de Markov.

Un proceso es de Markov cuando el estado del sistema depende del paso inmediato anterior únicamente. Se define por

$$P_1(y_1), \quad P_{1/1}(y_1|y_2) \equiv \text{Probabilidad de transición}$$

$$P_{3/1}(y_1, y_2, y_3|y_4) \xrightarrow{\text{Markov}} P_{1/1}(y_3|y_4)$$

luego, conociendo

$$\begin{cases} P_1(y, t) \\ P_{1/1}(y_{n-1}, t_{n-1}|y_n t_n) \end{cases}$$

ya conozco todo lo que necesito.

Se puede demostrar una ecuación de Chapman-Kolmogorov

$$P_{1/1}(y_1|y_3) = \int P_{1/1}(y_1|y_2)P_{1/1}(y_2|y_3)dy_2$$

que se interpreta como la suma en todos los caminos. Se tiene el constraint de que la norma debe conservarse en el tiempo.

10.1.1 Ecuación maestra

Queremos ver la evolución de la $P_1(y_1, t)$

$$\frac{dP_1(y, t)}{dt} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{P_1(y, t + \tau) - P_1(y, t)}{\tau}$$

Usando que

$$P_1(y_2, t + \tau) = \int dy_1 P_1(y_1, t) P_{1/1}(y_1, t|y_2, t + \tau)$$

$$P_1(y_2, t) = \int dy_1 P_1(y_1, t) P_{1/1}(y_1, t|y_2, t)$$

$$\frac{dP_1(y, t)}{dt} = \int dy_1 P_1(y_1, t) \left[\lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} (P_{1/1}(y_1, t|y_2, t + \tau) - P_{1/1}(y_1, t|y_2, t)) \right]$$

que se puede escribir de modo que

$$\frac{1}{\tau} \left\{ [1 - \tau \int dy W(y_1, y)] \delta(y_1 - y_2) + \tau W(y_1, y_2) - \delta(y_1 - y_2) \right\}$$

y entonces

$$\frac{dP_1(y, t)}{dt} = \int dy_1 P_1(y_1, t) \left[- \int dy W(y_1, y) \delta(y_1 - y_2) + W(y_1, y_2) \right]$$

$$\frac{dP_1(y, t)}{dt} = \int dy_1 P_1(y_1, t) W(y_1, y_2) - \int dy_1 P_1(y_1, t) \int dy W(y_1, y) \delta(y_1 - y_2)$$

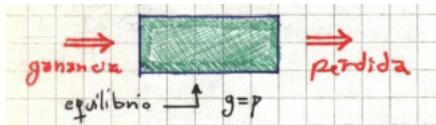
$$\frac{dP_1(y, t)}{dt} = \int dy_1 P_1(y_1, t) W(y_1, y_2) - \int dy P_1(y_2, t) W(y_2, y)$$

$$\frac{dP_1(y, t)}{dt} = \int dy_1 P_1(y_1, t) W(y_1, y_2) - P_1(y_2, t) \int dy W(y_2, y)$$

donde el primer término en el rhs se interpreta como ganancia (lo que entra) y el segundo la pérdida (pues la integral es lo que sale).

$W(y_1, y_2) \equiv$ Transiciones $y_1 \rightarrow y_2$ por la unidad de tiempo

Si la densidad de probabilidad es nula puede ser que haya un balance entre lo IN y OUT. Equilibrio no significa necesariamente que no pase nada; puede ser ese balance.



10.1.2 Camino aleatorio y ecuación de difusión

Si ℓ, T son escalas y n_2, s un número entero de pasos

$$P_1(n_2\ell, sT) = \sum_{n_1} P_1(n_1\ell, [s-1]T) P_{1/1}(n_1\ell, [s-1]T | n_2\ell, sT)$$

Quiero saber cuáles son las chances de estar en $n_2\ell$ al tiempo sT sumando todas las transiciones desde diferentes lugares $n_1\ell$.

Si la probabilidad es uniforme

$$P_{1/1}(n_1\ell, [s-1]T | n_2\ell, sT) = \frac{1}{2}\delta(n_2 - [n_1 + 1]) + \frac{1}{2}\delta(n_2 - [n_1 - 1]) = \frac{1}{2} \begin{cases} \text{si } n_2 = n_1 + 1 \\ \text{si } n_2 = n_1 - 1 \end{cases}$$

$$P_1(n_2\ell, sT) = \sum_{n_1} P_1(n_1\ell, [s-1]T) \left\{ \frac{1}{2}\delta(n_2 - [n_1 + 1]) + \frac{1}{2}\delta(n_2 - [n_1 - 1]) \right\}$$

y sumando y restando convenientemente,

$$P_1(n_2\ell, sT) = -\frac{1}{2}P_1([n_2 - 1]\ell, [s-1]T) + \frac{1}{2}P_1([n_2 + 1]\ell, [s-1]T) + P_1(n_2\ell, [s-1]T) - P_1(n_2\ell, [s-1]T)$$

$$\frac{P_1(n_2\ell, sT) - P_1(n_2\ell, [s-1]T)}{T} = \frac{\ell^2}{2T} \left[\frac{P_1([n_2 - 1]\ell, [s-1]T) - 2P_1(n_2\ell, [s-1]T) + P_1([n_2 + 1]\ell, [s-1]T)}{\ell^2} \right] \quad (1.1)$$

Pero esto no es otra cosa que expresiones de las derivadas, de manera que

$$\frac{\delta P(n_2\ell, sT)}{\delta T} = \frac{\ell^2}{2T} \frac{\delta^2 P(n_2\ell, [s-1]T)}{\delta \ell^2}$$

Esta es la ecuación de Fokker-Planck

$$\frac{\partial P(x, t)}{\partial t} = C \frac{\partial^2 P(x, t)}{\partial x^2}$$

una ecuación de onda para la probabilidad (?)

10.2 Cadenas de Markov

Espacio muestral discreto $Y = \{y_1, y_2, y_3, \dots, y_\ell\}$ de dimensión L y donde medimos el tiempo en pasos. Se tiene una ecuación de evolución dada por

$$P_1(y_j, s+1) = \sum_i^L P_1(y_i, s) P_{1/1}(y_i, s|y_j, s+1),$$

que es la probabilidad de llegar a un estado específico desde todos los otros posibles y donde la información sobre las transiciones se introduce en la matriz Q tal que

$$Q_{ij} \equiv P_{1/1}(y_i, 0|y_j, 1),$$

que es la matriz estocástica. Se verifica

$$\sum_i^L Q_{ij} = 1 \quad \forall i$$

y entonces las filas son vectores de probabilidad²

$$\overbrace{\vec{P}(1)}^{1 \times L} = \overbrace{\vec{P}(0)}^{1 \times L} \vec{Q}^{L \times L}$$

$$P_j(1) = P_i(0)Q_{ij} \quad \text{Asumimos convención de Einstein}$$

$$\vec{P}(s) = \vec{P}(\vec{s}-1)Q = \vec{P}(\vec{s}-2)QQ = \dots = \vec{P}(0)Q^s$$

y decimos que Q es estocástica regular si existe $k : [Q^k]_{ij} > 0 \forall i, j$.

Si Q es estocástica regular entonces existe $s : Q^{s+1} = Q^s \equiv T$ y por lo tanto

$$QT = Q^{s+1} = T$$

Si $n > s$

$$\vec{P}(n) = \vec{P}(0)Q^n = \vec{P}(0)Q^{n-s}Q^s = \vec{P}(0)T$$

$$\lambda_\alpha \overbrace{\vec{P}}^{1 \times L} = \overbrace{\vec{P}}^{1 \times L} \vec{Q}^{L \times L} \rightarrow 0 = \vec{P}^\alpha(Q - \lambda_\alpha \mathbb{1})$$

$$\lambda_\beta \overbrace{\vec{P}}^{1 \times L} = \overbrace{\vec{P}}^{1 \times L} \vec{Q}^{L \times L} \rightarrow 0 = (Q - \lambda_\beta \mathbb{1})\vec{P}^\beta$$

La matriz Q tiene probabilidades de transición fijas en el tiempo, de modo que Q es independiente del tiempo.

T es la solución de equilibrio, pues $T = QT$

²Tenía anotado que si la suma de las filas es 1 entonces la matriz se llama estocástica

y tenemos autovalores a izquierda

$$\lambda_\alpha \chi_j^\alpha = \chi_{1i}^\alpha Q_{ij} \quad \vec{\chi} = (\dots)$$

donde los índices $j, 1i$ refieren a columnas y autovalores a derecha

$$\lambda_\beta \psi_{i1}^\beta = Q_{ij} \psi_{j1}^\beta \quad \vec{\chi} = \left(\begin{array}{c} \dots \\ \dots \end{array} \right)$$

donde los índices $i1, j1$ refieren a filas. Parece que el hecho de que Q sea no simétrica implica que tiene autovalores a izquierda y derecha.

Y entonces deducimos que

- Autovectores a izquierda $\vec{\chi}$ y a derecha $\vec{\psi}$ son ortogonales.
- Los autovalores son $|\lambda_\gamma| \leq 1$.
- $\lambda = 1$ es siempre autovalor.

Sabemos que

$$P(m, s) = \sum_n P(n, 0) Q_{nm}^s,$$

y con $s = 1$

$$P(m, 1) = \sum_n P(n, 0) Q_{nm}$$

y esto es

$$\chi_m = \sum_n \chi_n Q_{nm} \quad (\lambda = 1 \text{ autovalor de } \vec{\chi} \text{ estacionario})$$

En algún momento tuvimos que decir que esto es sumar sobre todos los caminos de llegar al punto final.

Siempre hay solución estacionaria $P = PQ$.

Para el autovector a derecha

$$\lambda_\beta \psi_{\ell 1}^\beta = \sum_i Q_{\ell i} \psi_{i1}^\beta$$

Si $\vec{\psi}^\beta = (1, 1, \dots, 1)^t \rightarrow$

$$\lambda_\beta \psi_\ell^\beta = \lambda_\beta = \sum_i Q_{\ell i} \psi_i^\beta = \sum_i Q_{\ell i} = 1$$

y $\lambda_\beta = 1$ autovalor de

$$\vec{\psi}^\beta = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ \dots \\ 1 \end{pmatrix}$$

10.2.1 Solución general a través de descomposición espectral

$$\begin{aligned}\lambda_\alpha \chi_i^\alpha &= \sum_j \chi_j^\alpha Q_{ij} \\ \lambda_\alpha \psi_\ell^\alpha \chi_i^\alpha &= \sum_j \psi_\ell^\alpha \chi_j^\alpha Q_{ij} \\ \sum_\alpha \lambda_\alpha \psi_\ell^\alpha \chi_i^\alpha &= \sum_j \sum_\alpha \psi_\ell^\alpha \chi_j^\alpha Q_{ij} = \sum_j \delta_{\ell j} Q_{ji} = Q_{\ell i}\end{aligned}$$

y entonces

$$Q_{\ell i} = \sum_\alpha \lambda_\alpha \psi_\ell^\alpha \chi_i^\alpha$$

es una descomposición espectral, análoga a la de mecánica cuántica $\mathbb{1} = \sum_i |i\rangle \langle i|$. Esto sería la clausura, que sume uno. Y la completitud ortogonalidad sería $\chi_i \psi_j = \delta_{ij}$. De esta forma

$$Q_{\ell i}^s = \sum_\alpha \lambda_\alpha^s \psi_\ell^\alpha \chi_i^\alpha$$

por ortogonalidad de $(\vec{\chi}, \vec{\psi})$.

$$Q_{\ell i}^s = \lambda_1^s \psi_\ell^1 \chi_i^1 + \sum_{\alpha=2} \lambda_\alpha^s \psi_\ell^\alpha \chi_i^\alpha$$

Y si $s \rightarrow \infty$ entonces $\lambda_1 = 1$ y $\psi^1 = (1, 1, \dots, 1)^t$, mientras que λ_α^s tiende a cero puesto que $|\lambda_i| \leq 1$, de modo que

$$\lim_{s \rightarrow \infty} Q_{\ell i}^s = \widehat{\psi_\ell^1} \widehat{\chi_\ell^1} = \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ \dots \\ 1 \end{pmatrix} (\chi_1^1 \chi_2^1 \dots \chi_L^1) \right]_{\ell i} = \chi_i^1$$

Todas las filas son iguales.

$$\lim_{s \rightarrow \infty} Q_{\ell i}^s = T_{\ell i} = \chi_i^1 \quad \forall \ell$$

entonces

$$T = \begin{pmatrix} [\chi^1;] \\ [\chi^1;] \\ \dots \\ [\chi^1;] \end{pmatrix}$$

Luego T tiene como filas al autovector que cumple

$$\vec{\chi} = \vec{\chi}Q \quad \text{El punto fijo de } Q$$

Por otro lado

$$\lim_{s \rightarrow \infty} Q_{\ell i}^s = \lim_{s \rightarrow \infty} P_{1/1}(\ell, 0 | i, s) = P_1(i, 0)$$

La probabilidad de un estado i final, una vez dentro del régimen estacionario, no depende del estado ℓ desde el cual partimos. Tenía anotado algo como que haciendo el límite $s \rightarrow \infty$ se puede escribir

$$P(n, s) = \sum_{m=1}^N P(m, 0) \psi_1(n) = \psi_1(n)$$

y el $\psi_1(n)$ no depende desde donde partí (luego de muchos pasos) y entonces el autovector que podemos interpretar como probabilidad es el $\psi_1(n)$ porque está asociado a que es una tendencia asintótica.

La solución de equilibrio claramente es

$$\vec{P} = \vec{P}Q$$

pues si $\vec{P}(s+1) = \vec{P}(s)Q$ y obtenemos

$$\vec{P}(s+1) = \vec{P}(s) = \vec{P}(s)Q$$

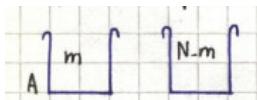
entonces resulta que

$$\vec{P}(s) = \vec{P}(s)Q$$

es lo que hay que buscar. La moraleja es que \vec{P} de equilibrio es el punto fijo de Q .

Los siguientes problemas aparecían en la página 14 de la carpeta, tal vez correspondan a algún capítulo inicial más que aquí.

EJEMPLO 2.1 Problema 4

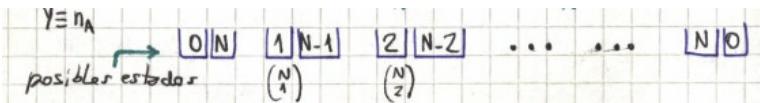


Se elige una bocha, y se cambia de urna. Las bochas se eligen completamente al azar; no sé de qué tarro las voy a tomar. La idea es que evolucionamos de $n' \rightarrow n$, entonces

$$T_{nn'} = \frac{n}{N} \delta_{n+1, n'} + \left[1 - \frac{n'}{N} \right] \delta_{n-1, n'}$$

que interpreta al primer término como el vaciamiento de A y al segundo como el llenado de A.

Definiendo $y \equiv N_A$ queremos ver las probabilidades transiciones



No me preocupan las diferentes combinaciones de cada estado. No pienso en variaciones microscópicas.

$$T_{10} = 1 \quad T_{01} = \frac{1}{N} \quad T_{21} = \frac{N-1}{N} \quad T_{12} = \frac{2}{N}$$

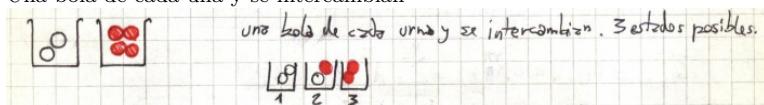
Entonces,

$$\begin{aligned} P(n, s+1) &= \sum_{m=0}^N P(m, 0) Q_{mn}^s = \sum_{m=0}^N P(m, s) Q_{mn} \\ P(n, s+1) &= \sum_{m=0}^N P(m, s) \left(\frac{m}{N} \delta_{n,m-1} + \left[1 - \frac{m}{N} \right] \delta_{n,m+1} \right) \\ P(n, s+1) &= \frac{n+1}{N} P(n+1, s) + \left[1 - \frac{n-1}{N} \right] P(n-1, s) \end{aligned}$$

para $1 \leq n \leq n-1$. Como $P(0, s+1) = 1/N P(1, s)$ y $P(N, s+1) = 1/N P(N-1, s)$ si tomamos esta podemos ver que satisface la ecuación última. A tiempos muy grandes esperaríamos $P(n) = (m/n) 1/2^N$ y se puede ver reemplazando y viendo que se plancha la evolución temporal.

EJEMPLO 2.2 Problema 6

Una bola de cada una y se intercambian



La matriz de transición sería algo como

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1/8 & 1/2 & 3/8 \\ 0 & 1/2 & 1/2 \end{pmatrix}$$

y los autovalores $\lambda_i = 1, 1/4, -1/4$ para $i = 1, 2, 3$. Los autovalores a derecha

$$\psi_1 = (1, 1, 1) \quad \psi_2 = (2, -1/2, 1) \quad \psi_3 = (1, -1/4, 1/6)$$

y los autovalores a izquierda

$$\chi_1 = (1/15, 8/15, 6/15) \quad \chi_2 = (-1/2, -1, -3/2) \quad \chi_3 = (7/6, -4/6, -7/6)$$

Se tienen además

$$P^{(3)} = P(0)Q^3$$

donde Q^3 será

$$Q^3 = \sum_{i=1}^3 \lambda_i^3 \psi_i \chi_i$$

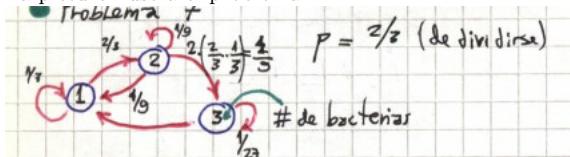
sujeta a las condiciones iniciales

$$P(0) = \begin{cases} (1, 0, 0) \\ (0, 0, 1) \\ (0, 1, 0) \end{cases} .$$

El sistema está en equilibrio cuando olvidó el punto desde el cual partió.

EJEMPLO 2.3 Problema 7

La figura ilustra el problema



que lleva a la matriz

$$Q = \begin{pmatrix} 1/3 & 2/3 & 0 \\ 4/9 & 1/9 & 4/9 \\ 26/27 & 0 & 1/27 \end{pmatrix}$$

y los lugares que quedan nulos son de cosas que no están vinculadas.

Equilibrio significa que si llegaremos aun tiempo donde las probabilidades no dependen de cuál fue el punto inicial. A ojo vemos que en un paso no se pueden conectar todos los estados; pero en dos pasos sí se pueden conectar. Entonces existe $\lambda = 1$ tal que

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \chi_1 = (52/109, 39/109, 18/109)$$

y es asintóticamente

$$P(n) = (52/109, 39/109, 18/109)$$

$$P(n_0, 0) = (0, 1, 0)$$

$$P(n, s=2) = \sum_{n_0=1}^3 P(n_0, 0) Q_{n_0 n}^2$$

Si las bacterias mueren tengo que agregar un estado “0” absorbente: una vez que caigo no puedo salir y entonces el estado asintótico será el de la muerte total (es nula la cantidad de bacterias).

EJEMPLO 2.4 Problema 8

Metemos el tiempo en lugar de la cantidad de pasos, entonces convertimos

$$P(n, s) \rightarrow P(n, t)$$

lo que dará origen a la ecuación maestras, donde $P(n, t)$ es claramente la probabilidad de estar en un estado n a tiempo t . Tendremos

$$\frac{\partial P(n, t)}{\partial t} = \sum_{m=1}^N P(n, t) \omega_{mn}(t) - P(n, t) \omega_{nm}(t) \text{maestra}_p rob_s \quad (2.1)$$

donde le primer término son las ganancias (probabilidad de estados que llegan a n) y el segundo las pérdidas (probabilidad de estados que se van de n).

La ω_{mn} tendrá una forma que se modelará desde el sistema mismo. La función generatriz F (que nos darán los distintos momentos de la distribución) permite la resolución más sencilla de estos problemas.

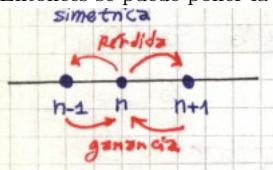
$$F(z, t) = \sum_n P(n, t) z^n \quad F(1, t) = 1$$

Desde

$$\left. \frac{\partial F}{\partial z} \right|_{z=1} = \langle n \rangle_t$$

obtengo los momentos por derivación.

Entonces se puede poner la caminata aleatoria simétrica



como

$$\dot{p}_n = p_{n+1} + p_{n-1} - 2p_n, \quad -\infty < n < \infty$$

y se puede escribir la (??) como una ecuación para Γ

$$\dot{p}_n = \frac{1}{2}p_{n+1} + \frac{1}{2}p_{n-1} - p_n, \quad -\infty < n < \infty$$

con el tiempo reescalado. Ahora necesito una ecuación para F ,

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} z^n \frac{\partial P_n}{\partial t} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} z^n p_{n+1} + z^n p_{n-1} - 2z^n p_n$$

luego

$$\frac{\partial F(z, t)}{\partial t} = \sum_{n'} \frac{z^{n'}}{z} p_{n'} + z^{n'} p_{n'} - 2 z^{n'} p_{n'}$$

de lo cual finalmente resulta

$$\frac{\partial F(z, t)}{\partial t} = \left[\sum_n z^n p_n \right] \left(\frac{1}{z} + z - 2 \right) = F \frac{(z-1)^2}{z}$$

donde el factor del final no depende del tiempo t . Entonces

$$F(z, t) = F(z, 0) e^{\frac{(z-1)^2}{z} t}$$

y con $F(1, t) = 1 = F(z, 0)$ se tiene $F(z, t) = e^{\frac{(z-1)^2}{z} t}$.

Con esto salen los momentos derivando simplemente. Asimismo podemos identificar directamente a mano

$$F(z, t) = \sum_n P(n, t) z^n$$

donde los P serán las probabilidades entregadas sin sacrificio al poner la exponencial en términos de la serie.

EJEMPLO 2.5 Ejemplo ilustrativo de la práctica

Consideramos una población de bacterias con las siguientes características

$$\text{Prob. de morir en } (t, t + dt) \quad \omega_{nn-1}(t) \Delta t = d_n(t) \Delta t$$

$$\text{Prob. de nacer en } (t, t + dt) \quad \omega_{nn+1}(t) \Delta t = b_n(t) \Delta t$$

$$\text{Prob. de que no ocurra nada en } (t, t + dt) \quad (1 - [b_n(t) + d_n(t)]) \Delta t$$

Además, consideraremos Δt tan chico que no ocurren dos eventos simultáneos. Una sola transición. La ecuación maestra implica ganancia y pérdida.

$$\frac{\partial P(n, t)}{\partial t} = b_{n-1}(t)P(n-1, t) + d_{n+1}(t)P(n+1, t) - (b_n(t) + d_n(t))P(n, t)$$

Suponemos procesos lineales de nacimiento y muerte, que no dependen del tiempo.

$$b_n(t) = \beta n \quad d_n(t) = \gamma n$$

donde β, γ son probabilidades por unidad de bacterias.

$$\frac{\partial P(n, t)}{\partial t} = \beta(n-1)P(n-1, t) + \gamma(n+1)P(n+1, t) - (\beta n + \gamma n)P(n, t)$$

Si la ecuación anterior da $P(n = -1) \neq 0$ estamos ante un absurdo físico que deberá interpretarse. En general debo poner un vínculo para respetar la física

$$F(z, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} z^n P(n, t)$$

que es que sumo desde menos infinito pero en realidad no aporta porque la ecuación está acotada naturalmente; $n = 0$. No tengo manera de poblar estados con $n < 0$. de la cual *amasando* podemos llegar a

$$\frac{\partial F(z, t)}{\partial t} = (z-1)(\beta z - \gamma) \frac{\partial F(z, t)}{\partial z}$$

la cual a su vez puede resolverse por un método de las características.

$$\frac{\partial F(z, t)}{\partial t} + g(z) \frac{\partial F(z, t)}{\partial z} + h(z)F(z, t) = 0$$

Con este tipo de ecuación podemos pensar en

$$F(z, t) = e^{-\int^t h(z)/g(z) dz} \phi(z, t),$$

con lo cual llegamos a

$$\frac{\partial \phi(z, t)}{\partial t} + g(z) \frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z} = 0 \quad dt = \frac{dz}{g(z)}$$

y genero las curvas de niveles constantes de ϕ de modo que ϕ será constante si me muevo en $dz, dt = dz/g(z)$. Entonces como se tiene

$$\int^z \frac{d(z')}{g(t)} - t = c_1$$

esto nos conduce a

$$\phi(z, t) = phi e^{\frac{dz}{g(z)-t}}$$

y

$$F(z, t) = e^{\int^t h(t)/g(z) dt} \phi(e^{\int^z dz/g(z)-t}).$$

Volviendo al problema original, tendremos

$$F(z, t) = \left(\frac{\beta(z-1) e^{(\beta-\gamma)t}}{\beta z - \gamma} \right)^m$$

Mediante condiciones iniciales puedo decir algo de F . Si a $t = 0$ hay m bacterias entonces $P(m, 0) = \delta_{nm}$

$$F\left(\frac{\beta(z-1)}{\beta z - \gamma}\right) = z^m \quad \rightarrow \quad F(\mu) = \left(\frac{\gamma\mu - \beta}{\beta(\mu - \beta)}\right)^m$$

donde hemos redefinido $\mu \equiv \beta z - \gamma$, y finalmente

$$F(z, t) = \left(\frac{\gamma(z-1) e^{(\beta-\gamma)t} - \beta z + \gamma}{\beta(z-1) e^{(\beta-\gamma)t} - \beta z + \gamma} \right)^m$$

de manera que

$$\langle n(t) \rangle = \frac{\partial F}{\partial z} \Big|_{z=1} = m e^{(\beta-\gamma)t}.$$

Apéndice A

Volumen de esfera n-dimensional

$$\Omega_n(R) = \int_{x_1^2+x_2^2+\dots+x_N^2=R^2} dx_1 dx_2 \dots dx_N = c_n R^N$$

y la integral es

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} dx_N e^{-(x_1^2+x_2^2+\dots+x_N^2)} = \left(\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx \right)^n = (\sqrt{\pi})^N$$

pero en esféricas

$$\begin{aligned} \left(\int_0^{\infty} \frac{d\Omega_n}{dR} e^{-R^2} dR \right)^n &= nC_n \int_0^{\infty} R^{-1} e^{-R^2} dR = nC_n \int_0^{\infty} t^{n/2-1} e^{-t} dt \\ &= \frac{1}{2} C_n n \Gamma(n/2) = \pi^{1/2}, \end{aligned}$$

donde es la Γ de los matemáticos que cumple ciertas cosas

$$\begin{cases} \Gamma(n) &= \int_0^{\infty} t^{n-1} e^{-t} dt \\ \Gamma(n+1) &= n\Gamma(n) \\ \Gamma(n+1) &= n! \quad n \in \mathbb{N} \end{cases}$$

Luego

$$C_n = \frac{\pi^{n/2}}{\Gamma(n/2 + 1)}$$