

Escuela de verano

31 Jul - 4 Ago

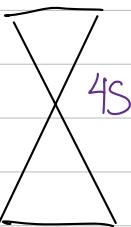
Agujeros negros interior y exterior

La información que tiene es la misma

Estructura Gaussiana

$$g_{\mu\nu}(x) x^\mu x^\nu = 0$$

Al añadir la relatividad general añadimos las extravagancias causales y por tanto un agujero negro


Relatividad
Especial



$$g_{\mu\nu}(x) =$$



Conos
deformados

Relatividad
General

Soluciones de Schwarzschild (1916)

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2$$

$$d\Omega^2 = dt^2 + \sin^2\theta d\varphi^2 \quad -\infty < t < \infty \quad 0 < r < \infty$$
$$0 < \theta < \pi \quad 0 < \varphi < 2\pi$$

Tiene una métrica esférica, asumié una simetría esférica.

$$ds^2 = - \left[1 - \frac{2M}{r}\right] \left[dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)^2} \right] +$$
$$= - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) (dt^2 - dr^2) +$$

$$r^* = r - 2M \ln \left| \frac{r-2M}{2M} \right|$$

$2M \leftarrow r \rightarrow \infty$
 $-\infty \leftarrow r^* \rightarrow \infty$
Coordenada
tortuga

Tiempo Adelantado coordenadas en fronte

* $V = t + r^*$ coordenadas de Eddington - Finkelstein

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dv (dr - 2dr^*) + \rightarrow < V < \infty$$

$$= -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dr^2 + 2dvdr + r^2 d\Omega^2$$

Tiene problemas en $r=2M$ y $r=0$

$$g_{\mu,\nu} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & r^2 \\ 0 & 0 & r^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad g = -r^2 \sin^2 \theta$$

No hay problema en $2M$ por lo que sólo es una singularidad coordinada

$$V = t^* + r$$

$$ds^2 = [dt^* + dr] \left[-\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^* + \left(1 + \frac{2M}{r}\right) dr \right] +$$

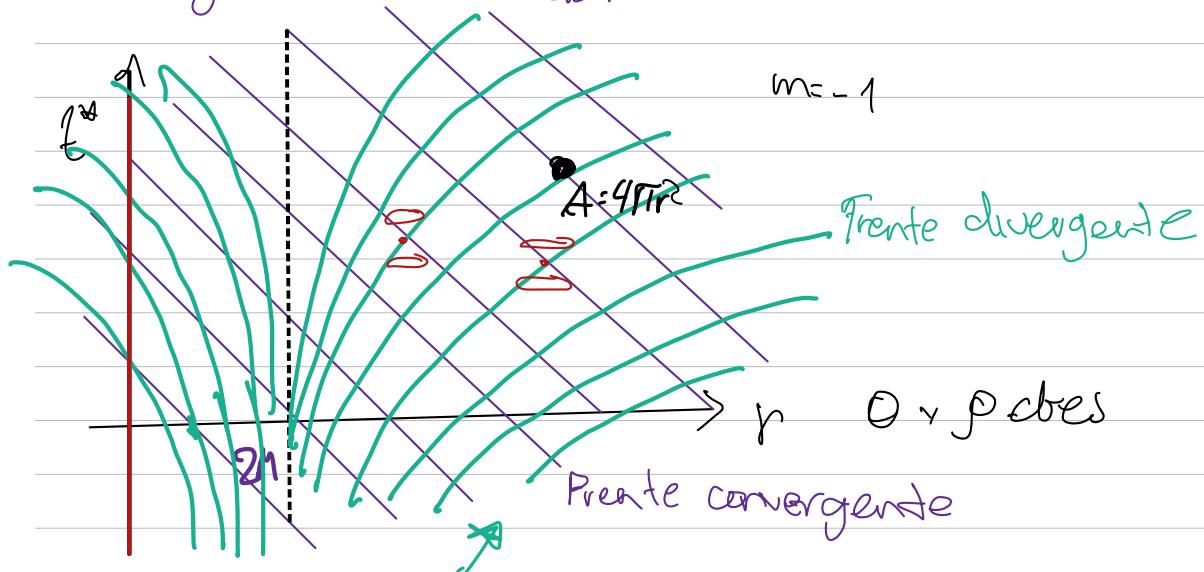
$$g_{\mu,\nu} \frac{dx^\mu}{dv} \frac{dx^\nu}{dv} = 0 \quad \text{Geodésicas radiales} \quad \theta = \text{const} \\ \mu = \text{const}$$

$$\frac{dt^*}{dr} = -1$$

$$\frac{dt^*}{dr} = \frac{r+2M}{r-2M}$$

Geodésicas
radiales
Nulas
(Gros de luz)

Diagrama de Finkelstein



Si me acerco a $2M$ por la derecha $\rightarrow \infty$

Cada punto en el plano representa una esfera

No se puede escapar de $r=2M$ una vez dentro del cono
A $r=2M$ se le llama horizonte de eventos

La solución de Schwarzschild es un agujero negro

A.N. La gravedad es tan fuerte que no puede escapar a infinito

En $r=0$ existe una singularidad que no se toma en cuenta
Es decir, no forma parte del espacio-tiempo. Por lo que cualquier curva que toque la región se interrumpe

$$V = t^* - r = \text{constante en } r=0$$

Si se contrae consigo mismo $R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} \propto \frac{1}{r^2}$

la curvatura depende de la 2da derivada de la métrica
Las ecuaciones de Einstein son invariantes ante inversiones temporales

Pidir que si definimos una coordenada saliente
 $U = t - r^*$ definir la métrica y $U = t^* - r$

Pintar la estructura causal de la invención temporal
(repetir desde *)

Lo que va a provocar un Agujero Blanco

$$ds' = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt dr + r^2 d\Omega^2$$

Coordenadas de Kruskal

Reescribiendo el logaritmo

$$\frac{r^* - r}{2M} = \ln \left| \frac{r}{2M} \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \right| \Rightarrow 1 - \frac{2M}{r} = \frac{2M}{r} e^{-\frac{r}{2M}} e^{\frac{V-U}{2M}}$$

$r^{**} = \frac{V-U}{2M}$ restando en la expresión anterior

$$ds' = -\frac{32M^3}{r} e^{-\frac{r}{2M}} d\left(e^{\frac{V}{2M}}\right) d\left(-e^{\frac{U}{2M}}\right) + r^2 d\Omega^2$$

$$ds^2 = -\frac{32M^3}{r} e^{-\frac{r}{2M}} dU dV + r^2 d\Omega^2$$

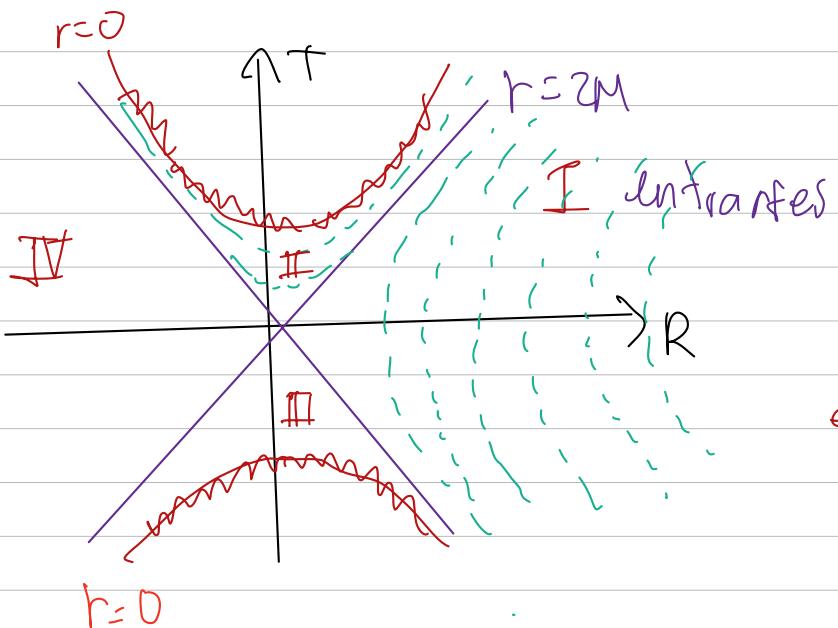
$$\text{Donde } UV = -e^{\frac{r^*}{2M}} = -\frac{(r-2M)}{2M} e^{\frac{r}{2M}}$$

$$U < 0, V > 0 \quad T = V - U \quad R = V + U$$

Diagramas de Kruskal

$$-\infty < U < \infty \quad \infty < V < \infty$$

$$|UV| = 1$$



Espacio-tiempo de Kruskal es la extensión maximal de la sol. de Schwarzschild

Si tuvieramos un colapso estérico suponiendo A.N como es el estado final

¿Qué es el infinito?

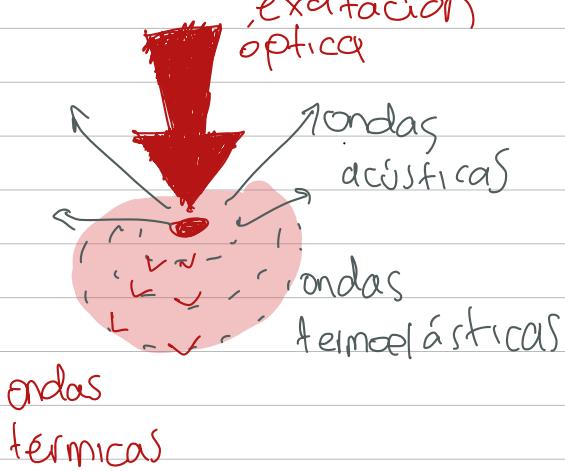
compactificación conforme

Diagrama de Penrose

Estructura Causal

Técnicas fototérmicas

por Alvarado-Noguez



* Espectroscopía fotoacústica
Índice de refracción

* TLS

* Deflexión de haz

Radiometría fototérmica

Reflectancia óptica modulada

Variaciones de temperatura

Detección fotopiroeléctrica

Variaciones de presión

Detección con piezoelectrónico

Ecación de difusión de calor en 1-D

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{dT}{dt} = 0 \quad x < 0, t > 0 \quad \textcircled{*}$$

Si la radiación es periódica se tiene que

$$T(x,t) = Re(T(x) \exp(j\omega t))$$

Sustituyendo en $\textcircled{*}$

$$e^{j\omega t} \left(\frac{d^2T(x)}{dx^2} - \frac{j\omega}{\alpha} T(x) \right) = 0$$

La wai tiene una solución del tipo

$$T(x) = Ae^{-\sigma x} + Be^{\sigma x} \quad \sigma = (1+j) \left(\frac{\omega}{2\alpha} \right)^{1/2}$$

Como va de creciendo $B=0$ por divergencia

$$\text{Luego } T(x,t) = \frac{Q_0}{2\pi\alpha} e^{-\sigma x + j\omega x} = \frac{Q_0}{2\sqrt{\rho c k \alpha}} e^{(-x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}) + j(\alpha x - x\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}})}$$

$$\frac{1}{M} = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}$$

$$T(x,t) = \frac{Q_0}{2\sqrt{\rho C_l w}} e^{-x/\mu} e^{j[\omega x - x/\mu - \frac{\pi}{4}]}$$

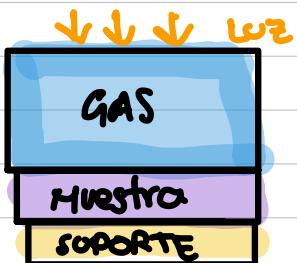
Generación de ondas Térmicas

Espectroscopía fotoacústica

Descubierta por Alejandro Graham Bell pero planteado de manera técnica casi un siglo después.

La teoría fue desarrollada por Rosencwaig

Al suministrar radiación térmica se pueden detectar



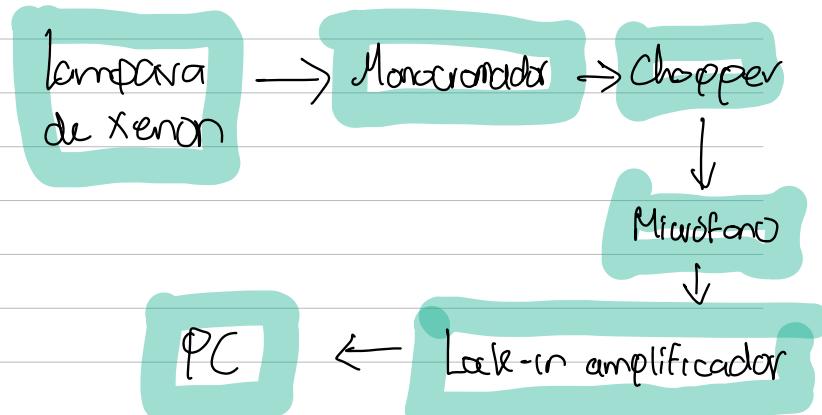
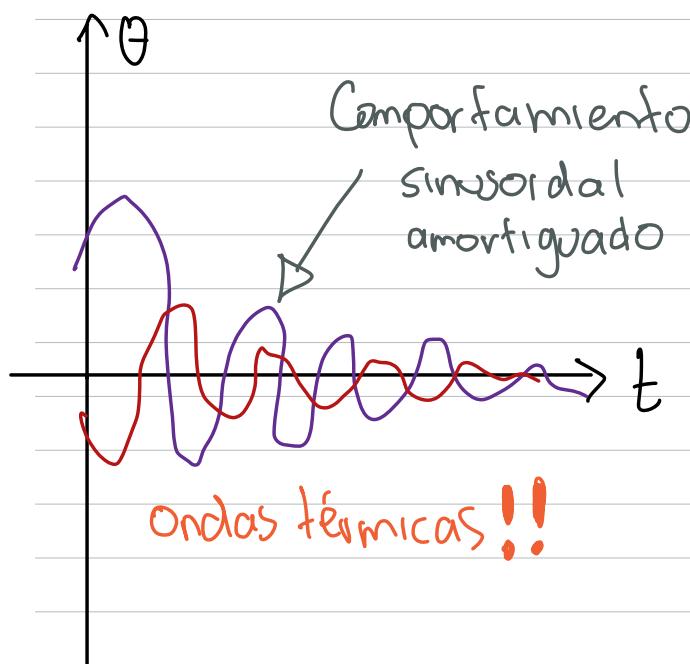
las variaciones de Presión

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_x} \frac{\partial \phi}{\partial t} - A e^{\beta x} [1 + e^{i \omega t}]$$

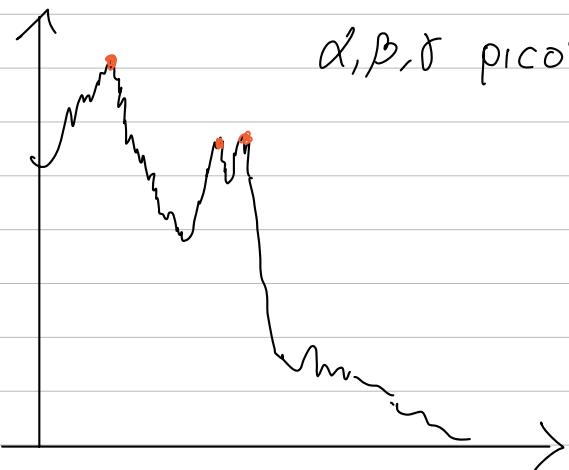
De donde podemos encontrar las variaciones de T en el gas

$$\Theta_g(x,t) = \Theta \exp(-\alpha_g x + i(\omega t - \alpha_g x))$$

Experimento



Se observó que los picos de la gráfica se relacionaban con la Hemoglobina

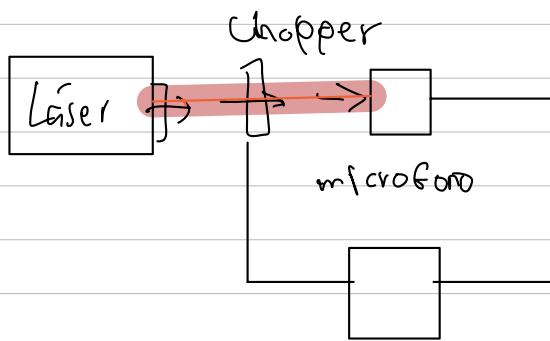


α, β, γ picos

Tiene que ver con la oxygenación en sangre.
Puede detectarse
Diabetes tipo I

Phase-resolved method applied to PAS

Se puede detectar mediante la fase



Lock-in Ampli

Difusividad Térmica

INTERACCIONES MESOSCÓPICAS - Jose M. Méndez A.

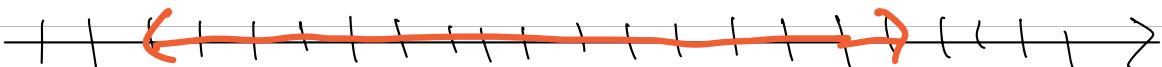
Efectos mecánicos de la entropía

Desde las decenas de nm hasta milímetros

Micromóscopico

Mesoscópico

Macroscopico



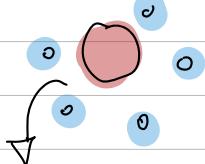
$$E \gg k_B T$$

$$E \ll k_B T$$

$$E \gg k_B T$$

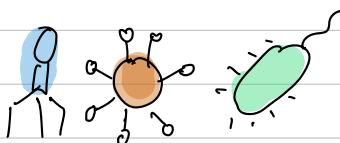
Mecánica

Fundamental



Física estadística

→ Hay variables termodinámicas



Mecánica clásica

Si se aumenta T la flecha se hace más larga y si disminuye se acorta
La mecánica clásica nos dice
"Las fuerzas provienen de cambios de la energía"



Dinámica determinista

Fuerza escrita por un gas ideal $T, P = \text{cte}$

$$F = PA - mg = \frac{Nk_B T}{h} - mg \quad \text{Fuerza de equilibrio}$$

$$F = \frac{Nk_B T}{h_0} \left(1 + \frac{h_0 - h}{h_0} + \dots \right) - mg = \frac{Nk_B T}{h_0^2} (h_0 - h)$$

$$= k(h_0 - h) \text{ Ley de Hooke } F = -\frac{du(h)}{dh} \quad u(h) = \frac{1}{2} k [h_0 - h]^2$$

$$\text{Pero } U = \frac{3}{2} Nk_B T \Rightarrow \frac{du}{dh} = 0 \quad G = Ut - mg \ln TS$$

$$\therefore Nk_B \ln \left\{ \frac{V}{N} \frac{(2\pi mk_B T)^{3/2}}{h^3} e^{3/2} \right\}$$

$$\frac{dG}{dh} = -mg + T \frac{dS}{dh} = \frac{Nk_B T}{h_0} \left(1 + \frac{h_0 - h}{h_0} + \dots \right) - mg$$

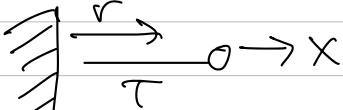
$$= \frac{Nk_B T}{h_0^2} (h_0 - h) = k(h_0 - h) \quad \text{Ley de Hooke}$$

Necesitamos conocer todos los efectos posibles (pasados, futuros)

Que la fuerza dependa únicamente de la entropía implica que no necesariamente proviene de cambios de la energía

Origen $\Delta U, \Delta S, \Delta F \rightarrow$ Fuerza \rightarrow Efecto $F \rightarrow a$

Las fuerzas generadas por el cambio de volumen son antropáticas.



Fuerza ejercida por una ligera curvatura

ENSAMBLE X-T

$$\bar{Z}(T, X) = C \int d\mathbf{x}^N d\mathbf{p}^N \exp[-\beta E(\mathbf{p}^N) + \beta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{X}]$$
$$= C \int d\mathbf{v}^N \exp[\beta(\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}_0) \cdot \mathbf{X}] = C Z(T, X)$$

$$(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = k_B T \nabla_{\mathbf{X}} \ln \bar{Z}(T, X) = k_B T \nabla_{\mathbf{X}} \ln Z(T, X)$$

$$Z(T, X) = \left[\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta \exp\left(\frac{\mathbf{x}_0 \cos\theta}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{k_B X}{k_B T}\right) \right]$$

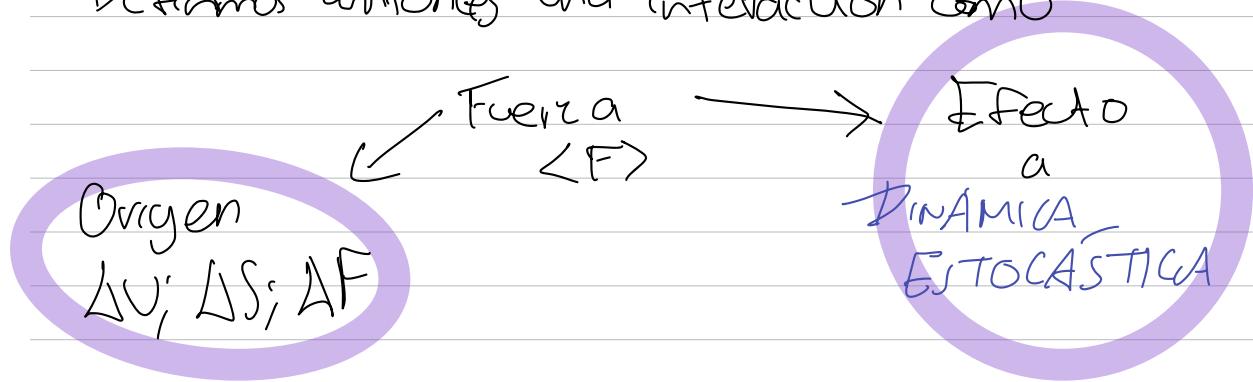
$$\langle \mathbf{r} \rangle = N_a \mathcal{L}(X_0 / k_B T) \quad \mathcal{L}(x) = \coth x - \frac{1}{x} \approx \frac{x}{3} \text{ si } x \ll 1$$

$$\langle \mathbf{r} \rangle = \frac{N_a^2}{3k_B T} X \Rightarrow X = \frac{3k_B T}{N_a^2} \langle \mathbf{r} \rangle \quad \text{Ley de Hooke}$$

$$G = U - (V - r_0) X - T S \approx -k_B T \ln \bar{Z}(T, X)$$

Lo que medimos es un promedio

Definimos entonces una interacción como



Promedios en el momento estocástico

Cuando nos salimos del equilibrio ocurren cosas probabilísticas.

¿Todo estará fluctuando?

EXPERIMENTO DE KAPPLER



Determinó el valor de la constante de Boltzmann mediante bipartición de la energía.

$$k_B = 1.3806 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

Fuerza promedio

Interacción de 2 partículas

$$\langle F(r) \rangle = \frac{1}{\bar{\epsilon}(N, V, T)} \int d\mathbf{r}^N d\mathbf{p}^N [-\nabla U(r) f(r) \exp\{\beta H(\mathbf{r}^N, \mathbf{p}^N)\}]$$

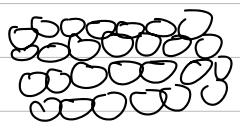
$$F(NV, T) = V - TS \approx -k_B T \ln \bar{\epsilon}(NV, T)$$

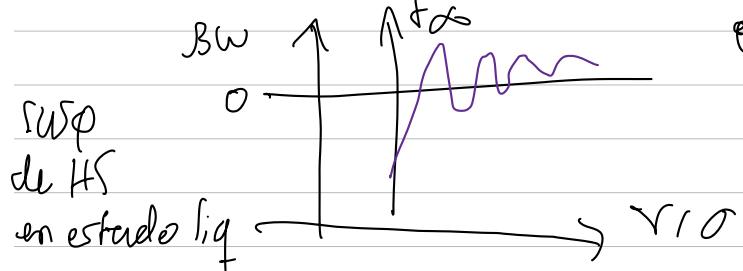
$$\langle F(r) \rangle = -\nabla W(r) \quad \text{donde } W(r) \text{ es el potencial de fuerza media}$$

$$W(r) = -k_B T \ln g(r) \quad \text{donde } g(r) \text{ es la función de la distribución radial.}$$

Suspension de Esferas dura

Manifestación de propiedades Fermiónicas

 Va a depender del no. de partículas y de la entropía.



potos atómicos y las barreras repulsivas en la estructura $W(r)$ son de origen entropico

Paso de líquido a cristal

Los cambios de fase están dados por la **entropía**

Solo demostró que no hay variación microscópica asociada a la energía.

George Philips

Propiedades Coligativas (del soluto)

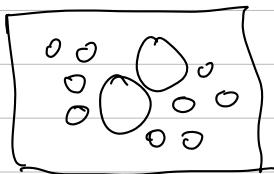
$$M_k(\Phi, T, X_k) = M_k(\rho, T) + RT \ln \gamma_k X_k$$

Cuando hay una diferencia al presión es la **presión osmótica**

$$\Pi = [S]RT \quad \gamma_k = 1$$

$$\Pi = [S]RT \{ 1 + \beta_2(T)[S] + \dots \}$$

Aquí $V^{ef}(r)$ es el **potencial efectivo** de interacción entre partículas coloidales



Una vez juntas las partículas grandes ya no se separan por la fuerza ejercida por las partículas pequeñas que si fueran invisibles generarían un **potencial efectivo**

Sol. t.º 00 Kerr Schwild (ec. Einstein, in cte.)

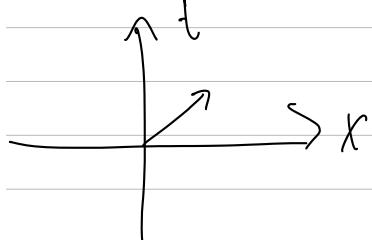
La métrica $g_{\mu,\nu}$ métrica de Minkowski,
escalas de Ricci R

ϕ independiente del tiempo

$$R^i_j = -\frac{1}{2}\partial_j [\text{tensor de Riemann}]$$

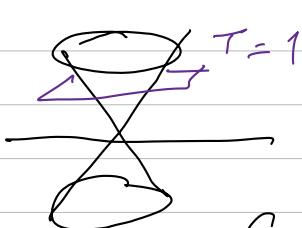
las ecuaciones de Maxwell

Espinores



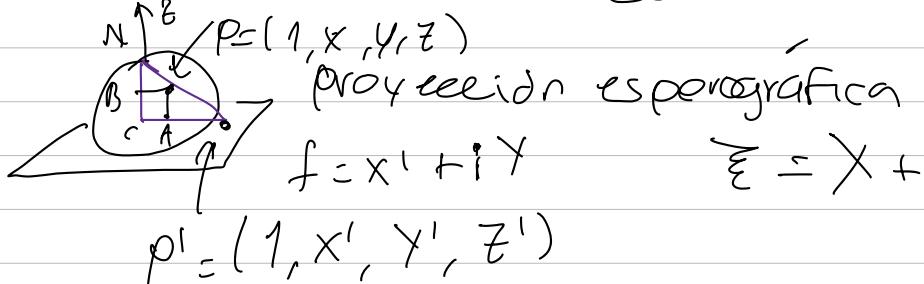
El punto es un evento en \mathbb{V} (esp. Mink)

los vectores de minkowski están
en una base $\{t, x, y, z\}$



Los vectores nulos según tangentes
al cono de luz y $v=0$ cuando
 $T^2 - x^2 - y^2 - z^2 = 0$

Cuando estos vectores nulos empiezan en
el origen y trazan en $T=1$ se obtiene
la ecuación de una esfera de radio 1



$$h = \frac{CA}{CP^1} = \frac{NP}{NP^1} = \frac{NB}{NC} = 1-z \Rightarrow x+iy = h\xi \Rightarrow \xi = \frac{x+iy}{1-z}$$

Estamos relacionando cada vector nulo con un plano complejo

El punto N va a corresponder a $\mathcal{E} = \infty$

Para evitar divergencias etiquetamos a cada punto de S^+ con \mathcal{E} y η tal que

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}}{\eta} \quad \text{ahora } (\mathcal{E}, \eta) \text{ etiqueta los puntos}$$

de semiesfera S^+

Los espines k_A tienen la propiedad de que una rotación en el esp. de Minkowski alrededor del eje Z por un ángulo de ϕ

Doble copia de Wel

Obtención de las fuerzas efectivas de la simulación

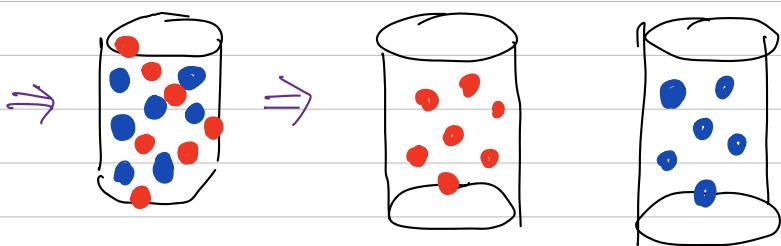
$$F_i^l(r_i) = \sum_{j \neq i}^{N_l} f_{ji}^{ll}(r_{ji}) + \sum_{k=1}^{N_s} f_{ki}^{sl}(r_{ki})$$

$$\left\{ F_i^l(r_i) = \sum_{j \neq i}^{N_l} G_{ji}^{ll}(r_{ji}) + D_i^l(t) \right.$$

traza

$\Downarrow \langle F_i^l(r_i) \rangle_s = \sum_{j \neq i}^{N_l} G_{ji}^{ll}(r_{ji})$ traza bien definida

Para calcularlo se ocupa ED



La distribución de un color o del otro no depende de si se ven o no

Función de
la distribución

$$g_{\text{vir}}(r)$$

radial

$$g(r) = h(r) + 1$$

función de estructura
 $S(r)$

Ecación de Ornstein-Zernike

$$k_B T \left(\frac{\partial n}{\partial p} \right)_T = 1 + n \int [g(r) - 1] dr = \frac{1}{1 - n \int c(r) dr}$$

$h(r)$

↳ función de correlación

$$1 + n \int h(r) dr = \frac{1}{1 - n \int c(r) dr} \Rightarrow$$

$$h(r) = c(r) + n \int c(r') h(|r-r'|) dr$$

$$\begin{matrix} h(r) & c(r) & c(r') & c(|r-r'|) \\ ① \rightarrow ② & = ① \rightarrow ② & + ① \rightarrow ③ \rightarrow ② & + \end{matrix}$$

una suma
de correlaciones

RELACIÓN DE CERRADURA

$$C(r) = -B U(r) + h(r) - \ln [1 + h(r)] + b(r) \quad b(r) = 0$$

Forces of Quantum Vacuum de W M R Simpson

Potencial efectivo = potencial de Fonda media + ... +

Phys Rev E 61 potenciales

Para que el potencial efectivo y el desnudo sean iguales
deben ser solo 2 partículas $V_{11}^{ef}(r) = W_{11}(r) = U_{11}(r)$ Potencial
medio desnudo

George DJ Phillies en "Elementary Lectures in Statistical Mechanics"

Para que $U_{11}^{ef}(r) = W_{11}(r)$ se necesitan muy pocas partículas de la especie 1

Dos partículas solas en los confines del universo están inmersas en
sopa de fotones



Oriente de la interacción "dura"

Las partículas coloidales son cúmulos de moléculas compuestas por átomos compuestos por fermiones

La interacción efectiva es de volumen excluido.

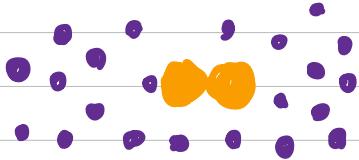
$$V_{\text{ef}}(r) = \begin{cases} \infty & r < 0 \\ 0 & r \geq 0 \end{cases}$$

Potencial de interacción



Cuando la energía interna no depende del volumen

Se le conoce como Fuerza de variable entropica de vano



Asakura-Oosawa (1954) obtuvo la expresión para el caso diluido

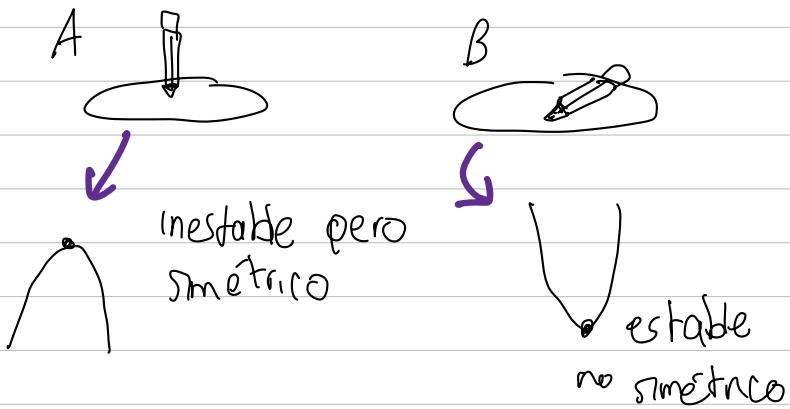
Con esto se puede hacer ing. entropica. Química coloidal

Spontaneous Symmetry Breaking & Panic Escape

C.S. Kim (Yonsei Univ, Korea)

El pánico es causado por
P gran densidad ↙ ↘
f falta de comunicación

Spontaneous Symmetry Breaking (SSB)



Examples of SSB

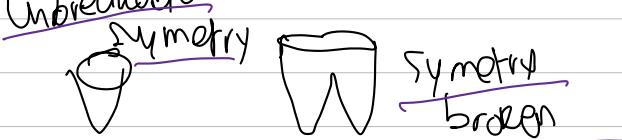
- ferromagnetic material below the temp
- the electro magnetic field,
Higgs Boson

Can el lagrangiano

$$L = \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi) \rightarrow V(\phi) = -\mu^2 \phi^2 + \lambda \phi^4$$

μ^2 : mass (like) parameter

λ : self interaction param



SSB in escaping(ng)ants

$$\infty \leftarrow 0 \left(\sqrt{\frac{P}{f}}, \frac{\phi^2}{f} \right) \rightarrow 0 \text{ symmetry restored}$$

Symmetry broken

$$V(\phi) = -\rho\phi^2 + f\phi^4$$

Distribución Gaussiana



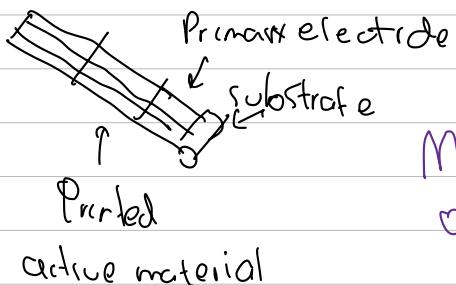
$$\phi(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^2\right]$$

2. Variando las fuentes externas e internas de pánico podemos incluir un rompimiento en la simetría y una restauración de la misma.

Absorption spectroscopy

The films of semiconductors are useful. Organic electronics

Thin solar cells!!

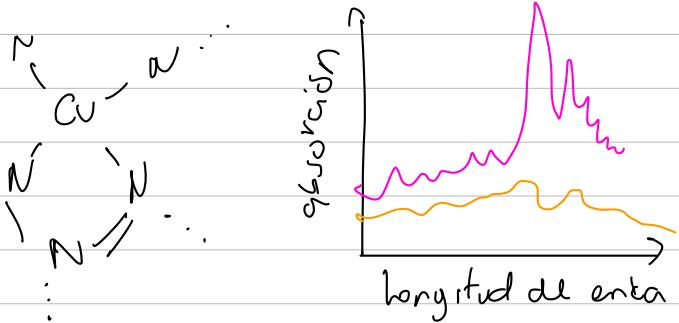


Electronic properties of semiconductor molecules change when dry

Molecular self-assembly changes optical properties

The absorption shifted dramatically after drying!!

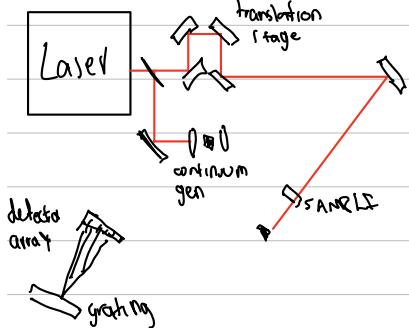
Copper Phthalocyanine



Excitons



by transient absorption spectroscopy



To better the time of measurements you need a single shot UV and filtered pulser

INTERACCIONES ELÉCTRICAS MESOSCÓPICAS

(Mezclas de partículas cargadas)

H. Abo Macromolecules 56, 1065 (2023)

Coulomb apantallado (Yukawa)

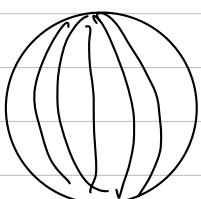
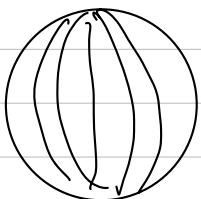
Campos eléctricos en el vacío

$$\nabla E = 4\pi\rho \quad \nabla \times B + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} j$$

$$\nabla E + \frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad \nabla \cdot B = 0$$

Para

Bajas velocidades $\nabla E = 4\pi\rho$ $V \ll C$



$$E(x) =$$

Ecaciones macroscópicas de Maxwell

$$\langle \nabla \cdot E \rangle = 4\pi \rho \quad \nabla \cdot D = 4\pi \rho_e$$

Dielectricos simples

$$D(r, t) = \epsilon \langle E \rangle$$

Distribuciones uniformes y estaticas

$$\langle E \rangle = \frac{Q}{4\pi r^2} \hat{r} \text{ esfera} \quad \langle E \rangle = \frac{4\pi \sigma}{\epsilon} \hat{x} \text{ plano}$$

A nivel mesoscópico las fluctuaciones dominan

¿Es dielectrico simple?

El agua no porque sus moléculas se disocian y hay sales añadidas

$$\text{pH} = -\log[H^+]$$

Maxwell + Física estadística

Fluctuaciones Mesoscópicas

$$\nabla \cdot D = 4\pi \rho_l$$

En equilibrio

$$\Phi_e = \sum q_{wi} \approx \sum c_i q_i \exp[-\beta q_i \phi_i] \approx \sum c_i q_i [1 - \beta q_i \phi]$$

$$\rho_i \approx -\beta \sum c_i q_i^2 \phi \quad \beta = \frac{1}{k_B T} \langle E \rangle = -\nabla \phi$$

$i = H^+, OH^-, Na^+, Cl^-$ para $r \gtrsim$ algun nanómetro

Poisson-Boltzmann

$$\nabla^2 \phi = k^2 \phi \quad k^2 = \frac{4\pi \beta}{\epsilon} \sum_i c_i q_i^2 \quad \text{fc de Debye-Hückel}$$

El potencial electrostático mesoscópico producido sobre un condensador esférico sumergido en un electrolito

$$\phi = \frac{Q}{\epsilon} \frac{e^{ka}}{1+ka} \frac{e^{-kr}}{r}$$

y frente a una superficie plana

$$\phi = \lim_{a \rightarrow \infty} \frac{Q}{\epsilon} \frac{e^{ka}}{1+ka} \frac{1}{a+x}$$

No funciona para sist. que no están en equilibrio
Como en el agua estructurada

Max Planck - A life for Thermodynamics
Ingo Müller

Partículas

Acelerador

m

$$N = L \times \sigma \times \left(\prod_{i=1}^m Br_i \right) \times \epsilon$$

esperado

Naturalidad

L: Luminosidad

σ : sección transversal

Br: Fracciones Branching

ϵ : Eficiencia

Detector

LHC: Mayor energía KENB: Mayor control de flujo

PTEP Progress of Theoretical and Experimental Physics

The Belle II Physics Book

* CINVESTAV 8 * Universidad Autónoma de Sinaloa 3

* IF UNAM 2

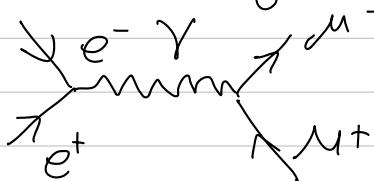
oooooooooooo

EL SECTOR OSCURO

oooooooooooo

Materia que produce antimateria

Generalmente se usa la conservación de energía para verificar que sucede lo siguiente



Verificar mediadores

≡

+

1

2

3

4

5

6

7

8

9

10

11

12