

# Лекция 1

"Квантовая теория поля при конечной температуре" =

= Статистическая физика для квантовых полей

равновесная  $t = \text{const}$

"Мацубаровская техника"  
формулы минимума времени.  
 $\tau = 0 \dots \beta = 1/T$

Неравновесная  $t \neq \text{const}$

- Формализм Кадзимо-Иваницы
- "dynamical formalism"
- thermo field dynamics

## • Применение:

космология

Ранняя Вселенная

- теплая фаза.

HE то же равновесие,

т.к. Вселенная расширяется.

• КХД фазовый переход  
 $T \sim 100 \text{ MeV}$

• Электромагнитный  
фазовый переход  
 $T \sim 100 \text{ GeV}$

Современные космологические  
модели,  $R_{HIC}$ ,  $R_{LIG}$ .

состояния и т.д.



инфляция и т.д.

)

# Квантовая теория поля во внешних $m$ полях.

Что за адвент квант? Купеция температура,

Авторы

Рассматриваем задачи рассеяния респанда, рассис как в адвент КТП в вакууме. ~~В~~ Вместо вакуума классической фотон-электромагнитное поле.  $\Phi_{ext}$  Как Земле возле себя - магнитное поле Земли, во Вселенной и т.д. Для многих процессов его необходимо учитывать.  $E \gg E_0(B)$

Пример - распад фотона  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  в сильных магнитных полях. Формы магнетаров, расщепление фотом  $\gamma \rightarrow W^+e^-$  в магнитном поле Земли.  $\gamma_{kin} \rightarrow e^+e^-$   $E > 10^{19.5} \text{ eV}$

"новая физика" фотон-аксионные осцилляции



Сильные поля. Неполитические эффекты.

$$\mathcal{L}_{E-H} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{d^2}{90} \frac{1}{m^4} \left( (F_{\mu\nu} F^{\mu\nu})^2 + \frac{7}{4} (F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu})^2 \right)$$

$$F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} \ll \left(\frac{m^2}{e}\right)^2$$

$$H(E^2 - H^2) \approx (E^2 + H^2)$$

$$H \sim 10^9 \frac{m^2}{e} \text{ в магнетарах}$$

$$E \text{ всегда } \ll \frac{m^2}{e}$$

Непертурбативный процесс рождения пар из вакуума в электромагнитном поле - эффект Швингера.

Где  $e^{-\frac{\pi m^2}{eE}}$  — не расширяется в ряд по  $e$ , непертурбативно.

Сильнее сильное поле — также не видим.

Усиленные эффекты Швингера.

$$\gamma \rightarrow e^+e^-$$

$$\gamma \rightarrow e^+e^-$$

можно в брэн.

Проверки КЭД в непертурбативном режиме.

будущие надежды в лазерных экспериментах.

Сильные поля также в резонаторах. высокой энергии.

Квантовая теория поля = рождение пар в распадах, можно получить в сверхпроводниках.

Вывод от квантовой физики, аксионной...

Загем еще это излучать? Глубина зрения КТП. отделение фотон. Примитивы от того, что вакуум не пуст. более простой одноклассик внешне квант. поле (квант. простран. время). Элементарные более простые процессы для квант. КТП при кон. темп. в вакууме Земли. то же в сильных магнетарах.

## Литература.

- Andreas Schmitt, Thermal field theory, Lecture notes google it
- M. Laine, A. Vuorinen. arXiv: 1701.01554  
Basics of thermal field theory (ie)
- M. Le Bellac. Thermal field theory.
- J. Kapusta (+ Gale). Finite-temperature field theory.
- Ashok Das. Topics in Finite Temperature field theory.  
arXiv: hep-th/0004125
- Гордунов, Рышков. Введение в теорию рингов Вселенной. т. I.  
принципы D

+ зап. литература и езденым  
решениям.

• Закрытая квантово-механическая система характеризуется вектор-состоянием  $|\psi\rangle$



$S(A+i\epsilon)$

Средние значения операторов

$$\langle A \rangle_\psi = \langle \psi | A | \psi \rangle$$

$|n\rangle$  — полный набор состояний

$$\langle A \rangle_\psi = \sum_n \langle \psi | A | n \rangle \langle n | \psi \rangle = \text{Tr}(\hat{\rho} \hat{A})$$

$$|\psi\rangle\langle\psi| \equiv \hat{\rho}$$

Динамика: УШ:  $i\hbar \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\psi\rangle$      $|\langle\psi|$

$$\langle\psi| -i\hbar \frac{\partial \langle\psi|}{\partial t} = \langle\psi| \hat{H}$$

Вектор из  $\mathbb{C}^2$

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]$$

• Открытая система — не характеризуется единым  $|\psi\rangle$ , с разными вер-ми  $m$   $c_n$  может характеризоваться  $|\psi_n\rangle$

$$\hat{\rho} \neq |\psi\rangle\langle\psi|, \quad \hat{\rho} = \sum_n c_n |\psi_n\rangle\langle\psi_n|$$

$|\psi_n\rangle$  — например, собств. состоян  $\hat{H}$

$$\hat{\rho} = \sum_n c_n |E_n\rangle\langle E_n|$$

$$c_n = c_n^*$$

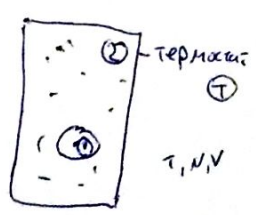
$$\hat{\rho}^\dagger = \hat{\rho}$$

$$\langle 1 \rangle = \text{Tr} \hat{\rho}$$

$\langle S \rangle$

постулат Гиббса для канонич. ансамбля:  $c_n = e^{-E_n/T}$      $k_B = 1$

Исторически.



Канонический ансамбль  
(1) и (2) обмен энергией

$$\hat{\rho} = \sum_n c_n |E_n\rangle\langle E_n|$$

одна энергия (1)-(2)

$$c_n \propto \Gamma^{(2)}(E - E_n)$$

Вероятность реализации состояния с энергией  $E_n$  в сист. (1)

и числу микроскопических реализаций фазового сист (2) с энергией  $(E - E_n)$

$$= \ln \Gamma^{(2)}(E - E_n) = \int (E - E_n) = S(E) - E_n \frac{\partial S}{\partial E} \Big|_{E_n=0}$$

" =  $\frac{1}{T} = \beta$

$$\ln c_n$$

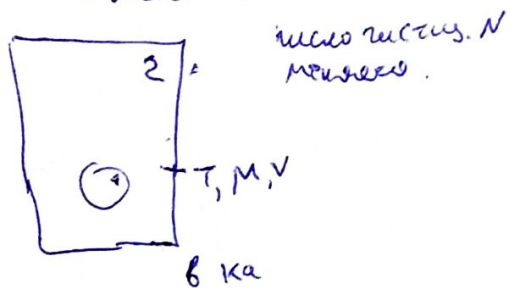
$$c_n = \# e^{-\beta E_n}$$

$$\hat{\rho} = \sum_n c_n |E_n\rangle \langle E_n| = \# \sum_n e^{-\beta E_n} |E_n\rangle \langle E_n| = \frac{1}{Z} \left( \sum_n e^{-\beta \hat{H}} |E_n\rangle \langle E_n| \right)$$

$$\hat{\rho} = \frac{1}{Z} e^{-\beta \hat{H}}$$

$$\text{Tr} \hat{\rho} = 1 \Rightarrow Z = \text{Tr} e^{-\beta \hat{H}} ; \langle A \rangle = \frac{\text{Tr} \{ A e^{-\beta \hat{H}} \}}{Z}$$

Большой канонический ансамбль



$$\hat{\rho} = \frac{1}{Z} e^{-\beta(\hat{H} - \mu \hat{N})}$$

$$Z = \text{Tr} e^{-\beta(\hat{H} - \mu \hat{N})}$$

кв. показат.б.