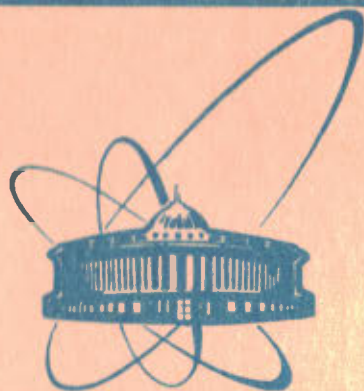


18/v/84



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-84-190

Г.Г.Бунатян

ВЛИЯНИЕ
ЭФФЕКТИВНОГО $\pi\pi$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
НА СВОЙСТВА ПИОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

1984

I. ВВЕДЕНИЕ

В столкновениях тяжелых ядер высокой энергии, $E/A \gtrsim$ ГэВ на нуклон, достигается существенное уплотнение, $\rho \approx 2 \div 3 \rho_0$, и нагрев $T \sim \pi c^2$ ядерного вещества^{/1/}. Вследствие смягчения пионной моды при больших ρ ^{/2/} вклад ее в термодинамические величины, вводимые для описания ядерного вещества в таких условиях, может быть существенным^{/3/}. Для его вычисления прежде всего необходимо найти спектр пионных возбуждений $\omega(\vec{k})$, который мы получили в отсутствие эффективного $\pi\pi$ -взаимодействия из численных расчетов поляризационного оператора пиона^{/4,5/}. В настоящей работе мы вычисляем плотность пионных возбуждений ρ_π , энтропию S , плотность энергии E , используя полученный спектр, и исследуем влияние эффективного $\pi\pi$ -взаимодействия различного вида на спектр и термодинамические свойства пионных возбуждений. Эта работа есть непосредственное продолжение^{/5/}. Ссылаясь далее в тексте на формулы из^{/5/}, мы ставим перед номером формулы цифру I и точку. Например, ссылка на формулу /10/ из^{/5/} выглядит так: /I.10/ и т.п.

II. ВЫЧИСЛЕНИЕ ρ_π , S , E ПРИ $\Pi^\pi = 0$

1. До обсуждения численных результатов оценим ρ_π , S , используя для ω_1 /I.10, I.11/ и полагая, что $\Delta_0 < 1$. Для приближенной качественной оценки оставляем в /I.4, I.5/ лишь вклад от нижней и потому самой важной ветви. Используя /I.10/, находим для S , Ω_T при $\Delta_0 \leq T$

$$S = -\frac{\partial}{\partial T} \Omega_T = \frac{3k_0^2}{\pi^2} \sqrt{\frac{\pi T}{b}} \left\{ \frac{3}{2} - \sqrt{\frac{\Delta_0 \pi}{T}} + \frac{1}{2} \frac{\Delta_0}{T} \right\} \gtrsim 1,$$

$$\begin{aligned} \Omega_T &= -3T \frac{k_0^2}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{\infty} dq \exp[-n(\Delta_0 + bq^2)/T] \approx /1/ \\ &\approx 3 \frac{k_0^2}{2\pi^2} \sqrt{\frac{\pi}{b}} \left\{ T^{3/2} 2 \left(1 - \sqrt{\frac{\Delta_0 \pi}{T}} + \frac{\Delta_0}{T} \right) \right\}. \end{aligned}$$

Для $\Delta \gg T$ имеем

$$\Omega_T = -\frac{3k_0^2}{2\pi^2} T^{3/2} \sqrt{\frac{\pi}{b}} e^{-\Delta_0/T}, \quad S = 3 \frac{k_0^2}{2\pi^2} \sqrt{\frac{\pi T}{b}} \left(\frac{3}{2} + \frac{\Delta_0}{T} \right) e^{-\Delta_0/T} \ll 1. /2/$$

В этих формулах при дифференцировании по T не надо учитывать зависимости от T величин Δ_0 , b , k_0 . S растет с уменьшением Δ_0 , но при $\Delta_0 \leq T$ медленно, а при $1 > \Delta_0 \gg T$ быстро, хотя при этом $S \ll 1$. Для ρ_π , используя /1.10/, имеем оценку при $\Delta_0 \leq T$

$$\rho_\pi \approx \frac{3k_0^2}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq \exp[-n(\Delta_0 + bq^2)/T] = \frac{3k_0^2}{2\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\Delta_0 n/T} \sqrt{\frac{\pi T}{bn}} \approx \frac{3k_0^2}{2\pi^2} \sqrt{\frac{\pi T}{b}} \left(\sqrt{\frac{\pi T}{\Delta_0}} - 2 \right) \geq 1, \quad /3/$$

а при $1 > \Delta_0 \gg T$ получаем

$$\rho_\pi \approx 1,5k_0^2 \pi^{-2} \sqrt{\pi T/b} e^{-\Delta_0/T} \ll 1. \quad /4/$$

С уменьшением Δ_0 ρ_π быстро растет. С аппроксимацией ω_1 /1.11/ получаем при $\Delta_0 \leq T$

$$S \approx 3k_0^2 T \pi^{-2} \ell^{-1} \{ 2 - 1,42\Delta_0/T + (\Delta_0/T) \ln(\Delta_0/T) \} \geq 1 \quad /1a/$$

$$\Omega_T \approx -\frac{3k_0^2}{\pi^2} T \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} e^{-n\Delta_0/T} \int_0^{\infty} dq e^{-nq/T} \approx \frac{3k_0^2}{\pi^2 \ell} T \left\{ 1 + 0,42 + \frac{\Delta_0}{T} \ln \frac{\Delta_0}{T} \right\},$$

а для $1 > \Delta_0 \gg T$

$$\Omega_T \approx -3k_0^2 \pi^{-2} \ell^{-1} T^{-2} e^{-\Delta_0/T}, \quad S = \frac{3k_0^2}{\pi^2 \ell} e^{-\Delta_0/T} \{ 2T + \Delta_0 \} \ll 1. \quad /2a/$$

Для ρ_π с аппроксимацией /1.11/ получаем

$$\rho_\pi \approx -\frac{3k_0^2 T}{\pi^2 \ell} \ln(1 - e^{-\Delta_0/T}) \approx \begin{cases} -3k_0^2 T \ell^{-1} \pi^{-2} \ln(\Delta_0/T) \geq 1, & \Delta_0 \leq T \\ 3k_0^2 T \ell^{-1} \pi^{-2} e^{-\Delta_0/T} \ll 1, & 1 > \Delta_0 \gg T. \end{cases} \quad /3a/$$

Как видим, оценки с /1.10/ и /1.11/ принципиально не отличаются. $E(T)$ можно оценить, используя Ω_T , S и $E = \Omega + ST$.

2. Результаты численных расчетов на рис.1 и 2 соответствуют качественным оценкам. Поведение E, S и отношения плотности пионных возбуждений к плотности среды $R = \rho_\pi / \rho$ определяется видом $\omega_1(k, \rho, T)$. При $\rho = 3\rho_0 \approx \rho_c(0)$ уменьшение R и замедление роста S, E с ростом T при $T \sim 0,5$ объясняется быстрым ростом Δ_0 с ростом T . При большом $\rho \sim \rho_c(0)$ и малом T $\Delta_0(\rho, T)$ мала, но с увеличением T Δ_0 быстро растет, так что рост T ведет при этих ρ, T

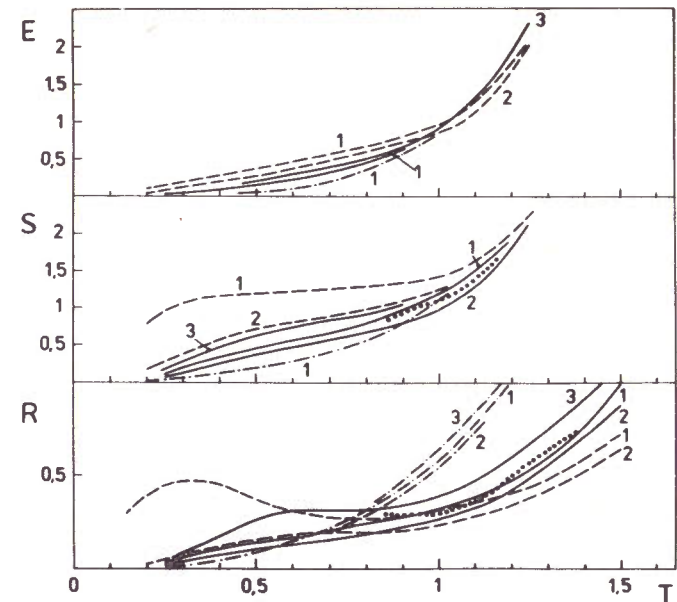


Рис.1. Зависимость R, S, E от T для различных ρ и Λ . Сплошные кривые - $\rho = 1,1 \approx 2\rho_0$, штрихованные - $\rho = 1,5 \approx 3\rho_0$, штрих-пунктирные - $\rho = 0,5 \approx \rho_0$. Цифрой "1" обозначены кривые, полученные при $\Pi^\pi = 0$, т.е. $\Lambda = 0$; "2" - $\Lambda = 1$ в /5/; "3" - $\Lambda = -1$ в /5/ для $\rho = 0,5$ и $|\Lambda| = \Lambda_m(\rho, T)$ для $\rho = 1,1$. Пунктирная кривая в отличие от всех других, получена для $\Lambda = 0$ при равных нулю амплитудах ΔN - и $\Delta \Delta$ -рассеяния в /1.9/.

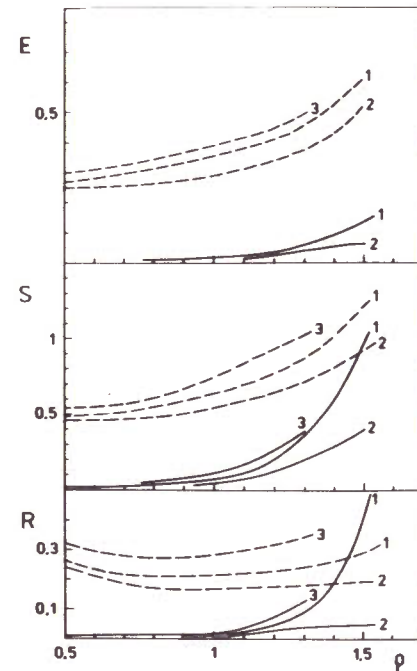


Рис.2. Зависимость R, S, E от ρ для различных T и Λ . Сплошные кривые - $T = 0,25$, штрихованные - $T = 0,75$. Цифрой "1" обозначены кривые, полученные при $\Pi^\pi = 0$, т.е. $\Lambda = 0$ в /5/; "2" - при $\Lambda = 1$ в /5/; "3" - $|\Lambda| = \Lambda_m(\rho, T)$ в /5/.

не к увеличению R , а к его уменьшению. Этим же объясняется и медленный рост E, R . При меньшей $\rho \approx 2\rho_0$, ρ_0 этот эффект выражен гораздо слабее, т.к. при $\rho \approx \rho_0$ спектр пионов близок к свободному уже при малых T и слабо меняется с ростом T . Мы проводим все расчеты лишь для $\rho < \rho_c(T)$, $T > T_c(\rho)$. При $\rho = 3\rho_0$ $T_c = 0$, поэтому рассматриваем для $\rho = 3\rho_0$ лишь $T \geq 0,2$. Если равны нулю $N\Delta$ -, $\Delta\Delta$ -амплитуды в /1.8/, то при $\rho = 2\rho_0$ $T_0 = 0,8$, и мы для примера провели расчет при $T \geq 0,85$. Зависимость R, S, E от ρ при данном T /рис.2/ определяется также $\omega_1(\vec{k})$. Быстрый рост R, S, E при малой $T = 0,25$ и $\rho \rightarrow 3\rho_0$ объясняется приближением к критической точке; при $\rho = 3\rho_0$, $T = 0,25$ получается R большее, чем при $3\rho_0$, $T = 0,75$, и $S(3\rho_0, 0,25) \sim S(2\rho_0, 0,75)$. Нелинейные по пионному полю эффекты играют существенную роль, поэтому недостаточно ограничиться расчетами с $\Pi^n = 0$ в /1.9/. В следующих разделах мы учитываем эти эффекты, Π^n в /1.9/, вводя различное эффективное $\pi\pi$ -взаимодействие. Его вид в настоящее время неизвестен, поэтому дальнейшие расчеты имеют целью лишь в общих чертах показать, как могут эти эффекты влиять на свойства пионных возбуждений.

III. ЭФФЕКТИВНОЕ ОТТАЛКИВАНИЕ ПИОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

1. Пусть взаимодействие пионных возбуждений описывается лагранжианом

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = -\Lambda(\vec{\pi})^4/4, \quad \Lambda > 0. \quad /5/$$

Наличие /5/ ведет к появлению Π^n /1.9/, и $\bar{\omega}_1$, определяющие /1.4 - 1.6/, получают теперь из уравнения

$$\text{Re}\mathcal{D}^{-1} = \omega^2 - 1 - \vec{k}^2 - \text{Re}\Pi^n - \text{Re}\Pi^{1\pi} = 0. \quad /6/$$

Здесь, как и ранее, положено $\text{Im}\Pi = 0$. Тем самым мы принимаем, что в нашей системе существуют пионные возбуждения, спектр которых определяется /6/. Тогда

$$\Pi^{1\pi} = 10(\mathcal{H}(\rho, T) - \mathcal{H}(0, 0)), \quad \mathcal{H}(\rho, T) = \frac{\Lambda}{2} \sum_i \int_0^\infty \frac{k^2 dk (\chi(\bar{\omega}_1(\vec{k}) + 1/2)}{\pi^2 |\partial\mathcal{D}^{-1}/\partial\omega|_{\omega=\bar{\omega}_1(\vec{k})}} /7/$$

$$\partial\mathcal{D}^{-1}/\partial\omega = 2\omega(1 - \partial\text{Re}\Pi/\partial\omega^2), \quad \chi = (e^{\omega/T} - 1)^{-1}.$$

Вклады всех "ветвей" $\bar{\omega}_1$ в \mathcal{H} положительны, но если $(\partial\mathcal{D}^{-1}/\partial\omega)_{\omega=\bar{\omega}_1(\vec{k})}$ велика, то вклад этого $\bar{\omega}_1(\vec{k})$ мал. В частности, при малых $T \approx 0$ мал вклад от $\bar{\omega}_2(\vec{k})$ при $k \leq 1$ /см. /5/ рис.1,2/. В этой работе мы ограничиваемся в /6/ учетом $\Pi^{1\pi}$ и пренебрегаем $\Pi^{3\pi}$. Обоснование этого приближения, которое условно можно назвать приближе-

нием Хартри, обсуждалось в /6,7/ при аналитических оценках /1.9/. В численных расчетах в этой работе мы примем его без дальнейших обоснований, обсуждая по мере надобности следствия, к которым оно может приводить для различных $\pi\pi$ -взаимодействий. В /7/ учтены и вакуумные флуктуации пионного поля, $1/2$ рядом с χ , не исчезающие при $T=0$, а из $\mathcal{H}(\rho, T)$ вычтено ее значение при $\rho=T=0$, и при численном счете интеграл берется до $k \sim 15$, где спектр уже совпадает с пустотным.

2. Для качественного исследования, предшествующего численным расчетам, можно заменить /6/ уравнением

$$\omega^2 - \omega_1^2(\vec{k}, \rho, T) - \Pi^n(\rho, T) = 0, \quad /6a/$$

где ω_1 удовлетворяет уравнению /1.7/

$$\omega^2 - 1 - \vec{k}^2 - \text{Re}\Pi^n(\omega, \vec{k}, \rho, T) = 0. \quad /6b/$$

Соответственно в /7/ $\partial\mathcal{D}^{-1}/\partial\omega = 2\omega$. Включение /5/ меняет $\Delta_0 \rightarrow \Delta$ в аппроксимации /1.10, 1.11/, но вид ее остается качественно прежним. Используя /1.10, 1.11/ для оценки вклада в /7/ нижней ветви $\bar{\omega}_1$ при $\Delta < 1$ от $k \sim k_0$, получаем для щели Δ уравнения /см.приложение/

$$\Delta^2 \approx \Delta_0^2 + \frac{5\Lambda k_0^2 T}{4\pi\sqrt{b}\Delta^{3/2}} + \frac{5\Lambda k_0^2}{4\pi\sqrt{b}\Delta} - \frac{5\Lambda k_0^2}{4\pi\sqrt{b}}, \quad /8/$$

либо

$$\Delta^2 \approx \Delta_0^2 + \frac{5\Lambda k_0^2 T}{\pi^2 l \Delta} - \frac{5\Lambda k_0^2}{2\pi^2 l} \ln\Delta. \quad /9/$$

Отсюда видно, что ни при каких T , включая и $T=0$, решение $\Delta \leq 0$ невозможно, т.к. правые части /8/, /9/ расходятся при $\Delta \rightarrow 0$. Из /8/, /9/ ясно, что разность $\Delta(T) - \Delta_0(T)$ растет с ростом T . Как из приближенных уравнений /8/, /9/, так и из численных расчетов следует, что если спектр без $\pi\pi$ -взаимодействий близок к свободному, $\Delta_0 \sim 1$, то учет Π^n меняет его гораздо слабее, чем в том случае, когда без Π^n он был существенно смягчен, $\Delta_0 < 1$, благодаря Π^n . Учет Π^n мало изменяет свободный спектр, но сильно смягченный спектр после учета Π^n становится более жестким, приближаясь к свободному.

3. Результаты численных расчетов, приведенные на рис.1,2, существенно отличаются от случая $\Lambda = 0$: R, S, E уменьшаются, становится иной их зависимость от ρ, T . Щель в спектре Δ уменьша-

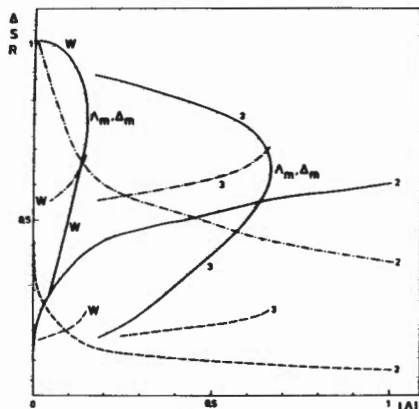


Рис.3. Зависимость Δ, S, R от $|\Lambda|$ для различных ρ, T и $\pi\pi$ -взаимодействия различного вида. Сплошные кривые - $\Delta(\Lambda)$; штрихованные - $R(\Lambda)$; штрих-пунктирные - $S(\Lambda)$. Цифрой "2" обозначены кривые, полученные при $\Lambda > 0$ в /5/, $\rho = 1,5 \approx 3\rho_0$, $T = 0,3$; цифрой "3" - при $\Lambda < 0$ в /5/, $\rho = 1,1 \approx 2\rho_0$, $T = 0,574$; буквой W - при $\pi\pi$ -взаимодействии /18/ с $\Lambda > 0$, $\rho = 1,1$, $T = 0,574$. Величины R, S , изображенные на рисунке, получены лишь для $\Delta > \Delta_m$, имеющих физический смысл /см. текст/.

ется с ростом ρ и уменьшением T гораздо медленнее и плавнее, чем Δ_0 при $\Lambda = 0$, что и приводит к более слабой зависимости R, S, E от ρ, T . Зависимость от Λ щели Δ и R, S, E представлена на рис.3. При малых Λ Δ растет быстро, а при $\Lambda \approx 1$ зависимость $\Delta(\Lambda)$ гораздо слабее, т.е. если Δ не мала, то усиление взаимодействия меняет ее слабо. Этим определяется и представленная на рис.3 зависимость от Λ величин R, S, E . Иная картина получается для эффективного $\pi\pi$ -притяжения, $\Lambda < 0$ в /5/.

IV. ЭФФЕКТИВНОЕ ПРИТЯЖЕНИЕ ПИОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

1. Притяжению пионных возбуждений соответствует $\Lambda = -\Lambda_1 < 0$ в формулах /5/ - /9/ предыдущего раздела, которыми мы воспользуемся, как и ранее, для качественных оценок $\Delta(\rho, T, \Lambda)$. При $\Lambda < 0$ в /5/ учет $\Pi\pi$ приводит к смягчению спектра, $\Delta < \Delta_0$, приближая систему к неустойчивости. Из /8/, /9/ и из результатов численных расчетов, представленных на рис.3, видно, что для спектра, уже смягченного благодаря $\Pi\pi$, $\Delta_0 < 1$, этот эффект гораздо сильнее, чем для спектра, близкого к свободному, $\Delta_0 \approx 1$. При $\Lambda < 0$ характерным является наличие при заданных Λ, T минимума $\tilde{\Delta}_{0m}$ величины $\tilde{\Delta}_0 \equiv \Delta_0 + 5\Lambda_1 k_0^2 / 4\pi\sqrt{b}$, т.е. максимальной плотности $\rho_{max}(\Lambda, T)$, такой, что решение $\Delta^2 > 0$ уравнений /8/, /9/ существует лишь для $\tilde{\Delta}_0 > \tilde{\Delta}_{0m}$, $\rho < \rho_{max}$. При заданных ρ, T решения существуют для $|\Lambda| \leq \Lambda_m(\rho, T)$. Это означает, что при $\rho \geq \rho_{max}(\Lambda, T)$ или $|\Lambda| \geq \Lambda_m(\rho, T)$ система становится заведомо неустойчивой. $\tilde{\Delta}_{0m}, \Lambda_m$ и соответствующие Δ_m находим из /8/, /9/ и условия $d\tilde{\Delta}_{0m}/d\Lambda_m = 0, d\Lambda_m/d\Lambda_m = 0$. Из /8/ для Δ_m получаем уравнение

$$\Delta_m = 5\Lambda k_0^2 \Delta_m^{-3/2} (3T/\Delta_m + 1) (16\pi\sqrt{b})^{-1} \quad /10/$$

Для малых $T \ll \Delta_m$ находим

$$\Delta_m \approx (\Lambda_1/3)^{2/5}, \quad \tilde{\Delta}_{0m} \approx \sqrt{5} \Delta_m \approx \Lambda_1^{2/5} \quad /11/$$

Для больших $T \gg \Delta_m$

$$\Delta_m \approx (\Lambda_1 T)^{2/7}, \quad \Delta_{0m} \approx \Delta_m \sqrt{\frac{7}{3}} \approx \sqrt{2} (\Lambda_1 T)^{2/7} \quad /12/$$

Из этих формул ясно, что при немалом Λ_1 получается $\tilde{\Delta}_{0m} \rightarrow 1$, т.е. система становится заведомо неустойчивой при большой $\tilde{\Delta}_{0m}$, т.е. малой ρ . При заданных ρ, T максимально возможное $\Lambda_m(\rho, T)$ определяется выражением

$$\Lambda_m \approx 16\pi\sqrt{b} (\Delta_m)^{7/2} \cdot (5k_0^2 (3T + \Delta_m))^{-1} \quad /13/$$

Для больших $T \gg \Delta_m$

$$\Lambda_m \approx \Delta_0^{7/2} / 10T \ll 1, \quad /14/$$

а для малых $T \ll \Delta_m$

$$\Lambda_m \approx \tilde{\Delta}_0^{-5/2} < 1. \quad /15/$$

Отсюда заключаем, что при наших $\Delta_0 < 1$ система заведомо неустойчива уже при малых $\Lambda_1 \leq \Lambda_m$. При $\tilde{\Delta}_0 > \tilde{\Delta}_{0m}$, т.е. $\rho < \rho_{max}$ существует два решения Δ_{\pm} уравнения /8/. При больших $\Delta_0 \gg 1$ одно из них $\Delta_+ \rightarrow 0$, а другое

$$\Delta_- \approx (5\Lambda_1 k_0^2 T / 4\pi\sqrt{b})^{2/3} \Delta_0^{-4/3} \rightarrow 0. \quad /16/$$

Это решение означало бы уменьшение щели Δ в спектре с ростом Δ_0 , т.е. с уменьшением ρ , что физически неразумно и во всяком случае на опыте определенно не наблюдается. Следовательно, физический смысл могут иметь лишь Δ_+ . Этот вывод становится еще яснее при анализе зависимости решений от Λ . Из двух решений Δ_{\pm} , существующих для $\Lambda_1 < \Lambda_m$ при $\Lambda \rightarrow 0$ одно $\Delta_+ \rightarrow \Delta_0$, а другое $\Delta_- = \Lambda_1^{2/3} \rightarrow 0$. Последнее решение, очевидно, физически бессмысленно, т.к. означало бы обращение в нуль щели в спектре при выключении взаимодействия, хотя щель Δ_0 в спектре невзаимодействующих возбуждений не равна нулю.

Аналогичные выводы получаются и с аппроксимацией /1.11/, /9/. При малых $\Delta < 1$ и $T \sim 0$ последний член в /9/ гораздо больше второго, и решения существуют для $\Delta_0 > \Delta_{0m}(\Lambda, T)$, определяемого согласно

$$\Delta_{0m}^2 = \Delta_m^2 - \Delta_m^2 \ln \Delta_m^2, \quad \Delta_m^2 = 5\Lambda_1 k_0^2 (4\pi\ell)^{-1}, \quad \Delta_m < \Delta_{0m} < 1, \quad /17/$$

через Λ_1 , и если $\Lambda_1 \approx 1$, $\Delta_m^2 \approx 1/3$, $\Delta_{0m}^2 \approx 2/3$. Такая щель соответствует при $T \rightarrow 0$ еще малой ρ_{\max} , как можно заключить из рис. 1 и 2 в ^{1/5}. Для $\Delta_0 > \Delta_{0m}$, $\rho < \rho_{\max}$ есть два решения $\Delta_+ > \Delta_m$ и $\Delta_- < \Delta_m$; $\Delta_+ \rightarrow 0$, а $\Delta_- \rightarrow 0$ при больших $\Delta_0 > 1$. Уравнение /9/ при заданных ρ, T не имеет решений для $\Lambda_1 > \Lambda_m = 4\pi^2 \ell \Delta_m^2(0) / 5k_0^2$, где $\Delta_m^2(0)$ определяется через Δ_0 согласно /17/. Два решения Δ_+ и Δ_- существующие при $\Lambda_1 < \Lambda_m$, по разному ведут себя при $\Lambda \rightarrow 0$:

$$\Delta_+ \approx \Delta_0 - d\Lambda_1 \rightarrow \Delta_0, \quad d > 0, \quad \Delta_- \approx \exp\left[-\frac{\Delta_0^2 2\pi \ell}{5k_0^2 \Lambda_1}\right] \rightarrow 0.$$

Как и ранее, решение Δ_- физически бессмысленно.

В более интересном случае больших $T > \Delta$, $T \gg \frac{\Delta}{2} |\ln \Delta|$ для обсуждавшихся выше величин получаем

$$\Delta_m^2 = (5\Lambda k_0^2 T / 2\pi^2 \ell)^{2/3}, \quad \Delta_{0m}^2 = 3\Delta_m^2.$$

Если $\Lambda \approx 1$, $T \approx 0,5$, то $\Delta_m^2 \approx 0,5$, $\Delta_{0m}^2 \approx 1,5$, т.е. система становится заведомо неустойчивой при большой щели Δ_0 . При данных ρ, T для максимально возможного Λ_1 имеем

$$\Lambda_m \approx \left(\frac{\Delta_0^2}{3}\right)^{3/2} \frac{2\pi^2 \ell}{5k_0^2 T}.$$

Пусть $\Delta_0 \approx 1/3$, что можно полагать типичным для $T \sim 0,5$ /см.^{1/5}/, рис. 1, 2/, тогда получим $\Lambda_m \sim 0,1$, т.е. наша оценка дает малую величину Λ_m , как и в случае аппроксимации /1.10/, /8/. При $\Lambda_1 < \Lambda_m$ нетрудно найти, как и прежде, два решения Δ_+ , Δ_- ; при $\Lambda \rightarrow 0$ имеем $\Delta_+ \rightarrow \Delta_0$ и $\Delta_- \rightarrow 0$.

Появление нефизических решений в такой задаче обсуждалось уже ранее в ^{1/3}. Во всех случаях нефизические решения $\Delta_- < \Delta_m$ появились из-за пренебрежения в Π^π /1.9/ сложными диаграммами $\Pi^{3\pi}$, которые при малой щели в спекте $\Delta \rightarrow 0$ несомненно, играют не менее важную роль, чем учтенные нами $\Pi^{1\pi}$. Из сказанного ясно, что в пренебрежении $\Pi^{3\pi}$ наше исследование имеет смысл для $\Delta > \Delta_m$, $\rho < \rho_{\max}$, $\Lambda_1 < \Lambda_m$, т.е. не слишком близко к неустойчивости системы, чем мы и ограничиваемся в данной работе.

2. Из рис. 3, 4 видно, что численный расчет дает для $\Delta(\rho)$, $\Delta(\Lambda)$ зависимость, качественно описанную выше. Для каждого $\rho < \rho_{\max}$ или $\Lambda < \Lambda_m$ есть два решения $\Delta_+ > \Delta_m$ и $\Delta_- < \Delta_m$. При $\rho = 2\rho_0$, $T = 0,574$ имеем $\Lambda_m \approx 0,665$, $\Delta_m \approx 0,65$, а для $T = 0,75$ и $\Lambda = -0,38 = -\Lambda_m$ ($\rho = 1,3$, $T = 0,75$) получается $\Delta_m = 0,65$ при $\rho_{\max} = 1,3$. Но даже для этих Δ_m , Λ_m , ρ_{\max} все величины S, R, E отличаются от случая $\Lambda = 0$ не очень существенно, не более, чем на $\approx 30\%$, что видно из рис. 3. При данных Λ, ρ, T система либо уже заведомо неустойчива, $\Lambda > \Lambda_m(\rho, T)$, либо все термодинамические величины еще сравнительно слабо отличаются

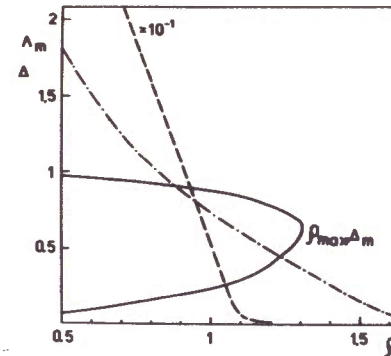
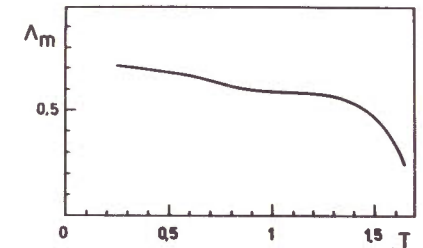


Рис. 4. Зависимость от ρ величин Δ и Λ_m для различных T . Сплошная кривая — $\Delta(\rho)$ при $T = 0,75$, $|\Lambda| = 0,38 \approx \Lambda_m(\rho = 1,3, T = 0,75)$. Штрихованная кривая — $\Lambda_m(\rho)$ при $T = 0,25$; штрих-пунктирная — $\Lambda_m(\rho)$ при $T = 0,75$.

Рис. 5. Зависимость Λ_m от T при $\rho = 1,1 \approx 2\rho_0$.



от случая $\Lambda = 0$. Все другие выполненные расчеты приводят к этому же заключению.

Из рис. 5 видно, что при $\rho = 2\rho_0 < \rho_c(0)$ с ростом T величина Λ_m уменьшается. Как видно из рис. 4, $\Lambda_m(\rho)$ с ростом ρ уменьшается. При $T = 0,25$ и $\rho = 1,3 < \rho_c(0,25)$, или $T = 0,75$, $\rho = 1,6 < \rho_c(0,75)$ система заведомо неустойчива уже при малой $\Lambda \approx 0,1$. Но включение столь слабого взаимодействия, как видно из рис. 3, меняет при этих Λ, ρ, T величины S, R, E очень незначительно. На рис. 1 представлена зависимость S, R, E от T для $\rho = 0,5$, $\Lambda = -1$, а для $\rho = 1,1$ при $\Lambda = \Lambda_m(\rho, T)$, чтобы можно было увидеть наибольшие возможные отличия от случая $\Lambda = 0$; π -притяжение всегда ведет к росту S, R, E , но отличия эти невелики. Для $\rho = 1,5 = 3\rho_0 \approx \rho_c(0)$ π -притяжение при $T \neq 0$ делает систему заведомо неустойчивой. На рис. 2 представлена зависимость S, R, E от ρ при заданных T и $|\Lambda| = \Lambda_m(\rho, T)$. Видно, что S, R, E возросли по сравнению со случаем $\Lambda = 0$, и зависимость от ρ стала сильнее.

Все результаты, представленные на рис. 1, 2, вполне естественны, т.к. π -притяжение смягчает пионный спектр, приближая систему к неустойчивости. Изучаемые величины S, R, E определяются $T, \rho, \bar{\omega}_1(\vec{k}, \rho, T)$ с учетом π -притяжения. Увеличение T делает исходный спектр возбуждений с $\Pi^\pi = 0$ более жестким, растет $\Delta_0(T)$, но, с другой стороны, с ростом T возрастает $|\Pi^{1\pi}|$, $\Pi^{1\pi} < 0$, что ведет к смягчению спектра, уменьшению $\Delta(T)$; увеличение ρ при всех T, Λ смягчает спектр. Этим и определяется сложная зависимость всех изучаемых величин от ρ, T на рис. 1-5.

В наших приближениях система становится заведомо неустойчивой при всех $\rho > \rho_{\max}(T, \Lambda)$, $\Delta_0 < \Delta_{0m}(T, \Lambda)$ или при всех $|\Lambda| > \Lambda_m(\rho, T)$. Разумеется, это $\rho_{\max}(T, \Lambda)$ не есть критическая плотность π -конденсатного фазового перехода $\bar{\rho}_c(T)$, которая опре-

деляется тем, что для $\rho \geq \bar{\rho}_c(T)$ появление в среде отличного от нуля среднего пионного поля $\bar{\phi} = \langle \pi \rangle \neq 0$ ведет к уменьшению термодинамического потенциала системы $\Delta\Omega(\rho, T, \bar{\phi}) \leq 0$ /6,7/. Фазовый переход в системе с $\pi\pi$ -притяжением не исследовался, ясно, что в этом случае при определении $\bar{\rho}_c(T)$ ни в каком приближении $\Pi^{3\pi}$ опускать нельзя.

Мы рассмотрели в качестве примера простейшее отталкивание и притяжение пионных возбуждений. Выясним теперь, к чему приводит наличие в среде $\pi\pi$ -взаимодействия того же вида, что и пустотное взаимодействие Вайнберга /8/.

V. РАСЧЕТЫ СО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ВАЙНБЕРГА

1. Необходимость знать эффективное $\pi\pi$ -взаимодействие в ядерной среде возникла лишь недавно в связи с исследованием пионной степени свободы. Нуклон-нуклонное взаимодействие в ядерном веществе, знание которого необходимо уже много лет, вводят очень часто в той же форме, что и пустотное NN-взаимодействие, изменяя лишь входящие в него параметры. Поступим сходным образом: запишем $\pi\pi$ -взаимодействие в форме пустотного взаимодействия Вайнберга /8/

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = \frac{\Lambda}{2} \vec{\pi}^2 [-\partial_\mu \vec{\pi} \partial^\mu \vec{\pi} + \frac{1}{2} \vec{\pi}^2], \quad /18/$$

но будем полагать в среде амплитуду Λ свободным параметром. Ограничимся, как и ранее, учетом $\Pi^{1\pi}$ в /1.9/. Тогда уравнение $\text{Re}\mathcal{D}^{-1} = 0$, определяющее частоты $\bar{\omega}_1(\vec{k})$, примет вид

$$\text{Re}\mathcal{D}^{-1} = \omega^2 - 1 - \vec{k}^2 - \text{Re}\Pi^n - \Pi^{1\pi} = 0, \quad \Pi^{1\pi} = -10(\mathcal{N}(\rho, T) - \mathcal{N}(0, 0)) + \theta(\omega^2 - \vec{k}^2)(\mathcal{N}(\rho, T) - \mathcal{N}(0, 0)) + \theta(\mathcal{M}(\rho, T) - \mathcal{M}(0, 0)), \quad /19/$$

где \mathcal{N} дается /7/ и, аналогично,

$$\mathcal{M}(\rho, T) = \frac{\Lambda}{2} \sum_i \int_0^\infty \frac{k^2 dk (\bar{\omega}_i^2 - k^2) (\chi(\bar{\omega}_i) + 1/2)}{\pi^2 |\partial \text{Re}\mathcal{D}^{-1} / \partial \omega|_{\omega = \bar{\omega}_i(\vec{k}, \rho, T)}}. \quad /20/$$

2. Перед обсуждением численных расчетов $\bar{\omega}_1(\vec{k}, \rho, T)$ по формулам /19/, /7/, /20/ и затем S, R, E по /1.4/-/1.6/ заметим, что, как и ранее для постоянного взаимодействия, можно заменить /19/ для качественного исследования уравнениями /6а/, /6б/. Ограничимся при оценках также наиболее интересным случаем высоких T, когда можно опустить 1/2 рядом с χ и $\mathcal{N}(0, 0)$, $\mathcal{M}(0, 0)$. Тогда для $\bar{\omega}_1(\vec{k}, \rho, T)$, \mathcal{N} , \mathcal{M} получаются уравнения

$$\omega^2 - \omega^2(\vec{k}) + 10\mathcal{N} - \theta\mathcal{N}(\omega^2 - \vec{k}^2) - \theta\mathcal{M} = 0, \quad /19a/$$

$$\mathcal{N}(1 - \theta\mathcal{N}) = \frac{\Lambda}{2} \sum_i \int_0^\infty \frac{k^2 dk \chi(\bar{\omega}_i(\vec{k}))}{2\pi^2 \bar{\omega}_i(\vec{k})}, \quad /20a/$$

$$(1 - \theta\mathcal{N})[\mathcal{N}(1 - 12\mathcal{N} - \mathcal{N}(1 - 10\mathcal{N}))] = \frac{\Lambda}{2} \sum_i \int_0^\infty \frac{k^2 dk (\omega_i^2(\vec{k}) - 1 - k^2)}{2\pi^2 \bar{\omega}_i(\vec{k})},$$

откуда сразу следуют ограничения

$$0 < \mathcal{N} < 1/8, \quad \mathcal{N}(1 - 12\mathcal{N}) \leq \mathcal{N}(1 - 10\mathcal{N}) \quad /21/$$

$$\mathcal{N} \geq (-\omega_1^2(\vec{k}) + 10\mathcal{N} + \theta\mathcal{N}k^2)/6,$$

полезные при анализе этих уравнений. Для оценок достаточно в /20а/, /19а/ учитывать лишь самую низкую, а потому и самую важную ветвь $\bar{\omega}_1$, для которой вблизи ее минимума ограничимся использованием аппроксимации /1.10/. Приблизненно вычисляя с этим $\bar{\omega}_1$ интегралы в /20а/, получаем для оценок \mathcal{N} , \mathcal{M} , Δ уравнения

$$\mathcal{N}(1 - \theta\mathcal{N}) \approx \frac{\Lambda k_0^2}{8\pi\sqrt{b}} \frac{T}{\Delta^{3/2}} \equiv \frac{\lambda(\Lambda, \rho, T)}{\Delta^{3/2}}, \quad \mathcal{M} \approx \mathcal{N}(\Delta^2 - k_0^2), \quad /22/$$

$$\Delta^2 - \Delta_0^2 + 10\mathcal{N} - 12\mathcal{N}(\Delta^2 - k_0^2) \approx 0.$$

Если спектр $\omega_1(\vec{k})$ близок к свободному, т.е. $k_0 \ll 1$, $\Delta_0 \approx 1$, то

$$\mathcal{N} \approx \mathcal{N}(1 - 10\mathcal{N})(1 - 12\mathcal{N})^{-1} \approx \mathcal{N}, \quad \Delta^2 \approx (\Delta_0^2 - 4\mathcal{N}(1 - 15\mathcal{N})(1 - 12\mathcal{N})^{-1} - \theta\mathcal{N}k_0^2)(1 - \theta\mathcal{N})^{-1} \approx (1 - 4\mathcal{N}(1 - 15\mathcal{N})(1 - 12\mathcal{N})^{-1})(1 - \theta\mathcal{N})^{-1} \approx (\lambda/\mathcal{N}(1 - \theta\mathcal{N}))^{4/3},$$

$$\lambda^{4/3} = (1 - 16\mathcal{N} + 80\mathcal{N}^2) \mathcal{N}^{4/3} (1 - \theta\mathcal{N})^{1/3} (1 - 12\mathcal{N})^{-1}. \quad /23/$$

Физический смысл имеют решения $\mathcal{N}(\lambda) < 1/12$, растущие с λ , начиная с $\mathcal{N} = 0$ при $\lambda = 0$. Иные формально возможные решения $1/10 \leq \mathcal{N} \leq 1/8$ физически неразумны хотя бы уже потому, что не может быть $\mathcal{N} \neq 0$ при $\lambda = 0$. Из /23/ ясно, что Δ растет с ростом \mathcal{N} вначале медленно, а затем очень быстро при $\mathcal{N} \rightarrow 1/12$. Само \mathcal{N} растет с ростом λ , следовательно, Δ растет с ростом λ , Λ . Это означает, что для спектра, близкого к свободному, взаимодействие /18/ с $\Lambda > 0$ делает его более жестким, увеличивая Δ . Ясно, однако, что эффект очень мал, т.к. для спектра, близкого к свободному, $k_0^2 \ll 1$, а поэтому и $\lambda \ll 1$ в /22/, /23/. Таким образом, для приближенно свободных пионов, когда Π^n в /1.9/ мало и не играет существенной роли (что справедливо, как мы видели

в разделе II в /5/, для малых ρ , больших T), взаимодействие /18/ действует как слабое $\pi\pi$ -отталкивание. В более интересном случае, когда спектр ω_i уже существенно смягчен, $\Delta_0 < 1$, $k_0 > 1$, благодаря Π^n в /1.9/, получаем из /22/ оценку

$$\Delta^2 = (\Delta_0^2 - 10\mathcal{N} - 12k_0^2\mathcal{N})(1 - 12\mathcal{N})^{-1} = \left(\frac{\lambda}{\mathcal{N}(1 - 8\mathcal{N})}\right)^{4/3}. \quad /24/$$

В нашем случае $\Delta_0 \leq 1$, $k_0^2 \geq 1$ и $\Delta_0^2 - 10\mathcal{N} - 12k_0^2\mathcal{N} > 0$. Тогда из /24/ можно заключить, что при данных ρ, T для всех $\Lambda < \Lambda_m(\rho, T)$ /24/ формально имеет 3 решения, из которых одно \mathcal{N}_+ растет с ростом Λ от нуля до \mathcal{N}_m , соответствующего Λ_m . Другое \mathcal{N}_- с ростом Λ , напротив, убывает от значения $\mathcal{N}_0 = \Delta_0^2 / (10 + 12k_0^2)$ при $\Lambda = 0$ до $\mathcal{N}_m < \mathcal{N}_0$ при $\Lambda = \Lambda_m$. Это решение, очевидно, физически бессмысленно, т.к. означало бы рост \mathcal{N} с убыванием Λ , и $\mathcal{N} \neq 0$ при $\Lambda = 0$. Не имеет физического смысла и третье решение $1/8 > \mathcal{N}_3 > 1/10$, также растущее с уменьшением Λ . Формальное появление таких решений, как и в предыдущем разделе, связано со сделанными упрощениями, пренебрежением $\Pi^{3\pi}$ в /1.9/^{3/}. При $\Lambda > \Lambda_m(\rho, T)$ физических решений /24/ не имеет, что означает заведомую неустойчивость системы. Из /24/ заключаем, что Δ уменьшается от Δ_0 до $\Delta_m < \Delta_0$ с ростом \mathcal{N} от нуля до \mathcal{N}_m , т.е. с увеличением Λ от нуля до Λ_m . Для нефизических значений $\mathcal{N}_m < \mathcal{N} < \mathcal{N}_0$ величина Δ изменялась бы от Δ_m до нуля с изменением Λ от Λ_m до нуля. Такое поведение физически бессмысленно, т.к. означало бы обращение в нуль щели Δ при выключении взаимодействия, тогда как $\Delta_0 \neq 0$. Из сделанных оценок следует, что для смягченного, благодаря Π^n в /1.9/, спектра $\omega_1(\vec{k})$, $\Delta_0 < 1$, $k_0 > 1$, взаимодействие /18/ приводит к его дальнейшему смягчению, $\Delta < \Delta_0$, /18/ представляет собой эффективное притяжение, тем более сильное, чем больше был смягчен спектр $\omega_1(\vec{k})$. Выводы, сделанные в предыдущем разделе для эффективного $\pi\pi$ -притяжения, остаются в силе и в этом случае.

3. Численные расчеты, согласно /19/, /7/, /20/, соответствуют нашему качественному анализу. На рис.3 для примера представлена зависимость $\Delta(\Lambda)$ при $k_0 = 1,8$, $\rho = 2\rho_0$, $T = 0,574$. При каждом $\Lambda < \Lambda_m$ есть формально два решения для щели Δ , но физический смысл, как разъяснялось выше, имеет лишь $\Delta > \Delta_m$. Из этого примера видно, что уравнения /19/, /7/, /20/ при $\Lambda > 0,15$ решений не имеют, т.е. уже при малом $\Lambda \ll 1$ система становится заведомо неустойчивой. Благодаря эффективному притяжению происходит смягчение спектра. Но при $\Lambda_m = 0,15$ его изменения еще сравнительно невелики: $\Delta_m(k_0 = 1,8) \approx 0,77$ вместо $\Delta_0(k_0 = 1,8) = 1$ при $\Lambda = 0$. Соответственно изменения R, S, E , как видим из рис.3, не превосходят ~30%, при изменении Λ от нуля до максимально возможного Λ_m . Аналогичные выводы следуют и из иных наших расчетов. При $\rho = \rho_0 = 0,5$, $T = 1$ получается $\Lambda_m \approx 0,85$, т.е. гораздо больше, чем Λ_m при $\rho = 2\rho_0$, $T = 0,574$, но изменения Δ, S, R, E при Λ_m

по сравнению с $\Lambda = 0$ не превышают 30%. Поскольку рост плотности приводит к уменьшению Δ , величина Λ_m уменьшается с ростом ρ . Увеличение T делает спектр без Π^n более жестким, растет Δ_0 , но, с другой стороны, приводит к увеличению $|\Pi^{1\pi}|$, $\Pi^{1\pi} < 0$, т.е. к усилению эффективного $\pi\pi$ -притяжения. Этим и определяется зависимость $\Lambda_m(\rho, T)$. При заданных Λ, T система может быть устойчива при $\rho < \rho_{\max}(\Lambda, T)$, соответствующей $\Lambda = \Lambda_m(\rho_{\max}, T)$. Зависимость Δ, S, R, E от ρ, T можно изучать, конечно, лишь при $\Lambda < \Lambda_m$. Но при этом изменения S, R, E по сравнению со случаем $\Lambda = 0$ не превосходят ~30%. Итак, для спектра $\omega_i(\vec{k})$, смягченного благодаря Π^n в /1.9/, система с $\pi\pi$ -взаимодействием /18/ либо уже заведомо неустойчива, $\Lambda > \Lambda_m(\rho, T)$ или $\rho > \rho_{\max}(\Lambda, T)$, либо ее термодинамические свойства еще мало отличаются от свойств системы без $\pi\pi$ -взаимодействия. Как в случае простого притяжения в разделе IV, при данном Λ плотность ρ и температура T , для которых становится $\Lambda_m(\rho, T) \leq \Lambda$, не есть критическая плотность или критическая температура перехода изотропного ядерного вещества в неоднородное с отличным от нуля пионным полем $\phi = \langle \pi \rangle \neq 0$. Термодинамические условия этого фазового перехода изучались в /6-7/ при $\pi\pi$ -отталкивании. Для их исследования в среде с эффективным $\pi\pi$ -притяжением учет $\Pi^{3\pi}$, согласно нашим результатам, необходим всегда.

Расчеты, выполненные в данной работе, как и ранее в /3/, показывают, что вклад пионной степени свободы в термодинамические характеристики ядерного вещества может играть существенную роль, особенно при больших ρ, T , получаемых в столкновениях тяжелых ядер высокой энергии, и его следует учитывать при исследовании этих явлений.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Чтобы получить приближенное уравнение /8/ для исследования Δ , оценим интеграл в /7/

$$J = \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\bar{\omega}_1(\vec{k})} \chi(\bar{\omega}_1(\vec{k})) \approx k_0^2 \int_{-\infty}^\infty dq \frac{1}{\Delta + bq^2} \frac{1}{\exp[(\Delta + bq^2)/T] - 1}, \quad /П.1/$$

определяющий $\Pi^{1\pi}$ в принятом приближении. Подынтегральная функция в /П.1/ имеет в верхней полуплоскости q полюс второго порядка в точке

$$q = i\sqrt{\Delta/b} \quad /П.2/$$

и полюсы первого порядка в точках, где $\Delta^2 + bq^2 = 2\pi i n T$, $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

$$q = \pm x + iy, \quad x = \sqrt{-B+C}, \quad y = \sqrt{B+C}, \quad /П.3/$$

$$B = \Delta/2b, \quad C = \sqrt{B^2 + (\pi n T/b)^2}.$$

Интегралы от подынтегральной функции в /П.1/ по дугам бесконечно большого радиуса обращаются в нуль, сумма вычетов во всех полюсах /П.3/ с положительными и отрицательными Δ также равна нулю. Поэтому J /П.1/ определяется вычетом в полюсе /П.2/ $J \approx k_0^2 \pi T \Delta^{-3/2} (2\sqrt{b})^{-1}$. Оценка остальных интегралов в /8/, /9/ совсем проста и пояснений не требует.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nagamiya S. In: Proceedings of the 6th Balaton Conference on Nucl.Phys., 1983, ed. by J.Ero, Budapest, Centr.Res.Inst. for Phys., 1983, p.329; Gudima K.K., Toneev V.D., ibid, p.409; Theis J., et al., ibid, p. 369.
2. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. "Наука", М., 1978.
3. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-84-78, P2-84-114, Дубна, 1984.
4. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1980, 31, с.1186.
5. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-84-189, Дубна, 1984.
6. Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. ОИЯИ, P2-81-291, P2-81-500, Дубна, 1981; ЯФ, 1982, 36, с.1121; Bunatian G.G., Mishustin I.N. Nucl.Phys., 1983, A404, p.525.
7. Бунатян Г.Г., ЯФ, 1983, 37, с.558; ЯФ, 1983, 38, с.601.
8. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1967, 18, p.188.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1984 года

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

P2-84-190

Бунатян Г.Г.
Влияние эффективного $\pi\pi$ -взаимодействия на свойства пионных возбуждений в ядерном веществе

При различной плотности ρ и температуре T исследуются термодинамические величины пионных возбуждений в ядерном веществе и необходимые для этого частоты $\omega(\vec{k}, \rho, T)$, при которых меняет знак $\text{Re} \mathcal{I}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ - реальная часть обратной функции Грина пиона. Выполнены качественные оценки и численный расчет термодинамических величин: отношения плотности пионных возбуждений ρ_π к плотности среды $R = \rho_\pi / \rho$, их энтропии S , плотности энергии E . Обсуждается зависимость результатов от NN -, $N\Delta$ -, $\Delta\Delta$ -взаимодействий в ядерной среде. Исследуется роль эффективного $\pi\pi$ -взаимодействия в ядерном веществе. Качественные оценки и численный расчет показывают, что $\omega(\vec{k}, \rho, T)$ и R, S, E могут существенно зависеть от эффектов, нелинейных по пионному полю, от ангармонизма пионных возбуждений, учет которых осуществляется введением эффективного $\pi\pi$ -взаимодействия. Вычисления проводятся для эффективного отталкивания и притяжения и для $\pi\pi$ -взаимодействия, аналогичного взаимодействию свободных пионов. Для больших $\rho = 2 \div 3 \rho_0$ и $T = 0,5 \div 1 m_\pi c^2$ величины R, S, E могут достигать больших значений $R \sim 1, S \sim 1, E \sim m_\pi c^2$, и поэтому их учет необходим при изучении ядерного вещества в таких условиях.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.
Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

P2-84-190

Bunatian G.G.
The Influence of the Effective $\pi\pi$ -Interactions on the Properties of the Pion Excitations in the Nuclear Matter

For various density ρ and temperature T , the thermodynamical quantities of the pion excitations in the nuclear matter are investigated, as well as the necessary for this frequencies $\omega(\vec{k}, \rho, T)$, at which the real part of the inversal Green function $\text{Re} \mathcal{I}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ changes its sign. The qualitative estimates and numerical calculation of the thermodynamical quantities: the ratio of the pion excitations density to the medium density $R = \rho_\pi / \rho$, their entropy S , energy density E - are obtained. The dependence of the results on the NN -, $N\Delta$ -, $\Delta\Delta$ -interactions in the nuclear matter are discussed. The role of the effective $\pi\pi$ -interactions in nuclear matter is investigated. The qualitative estimates and numerical calculation show that $\omega(\vec{k}, \rho, T)$ and R, S, E can essentially depend on the effects nonlinear in the pion field, the pion excitations anharmonism, which are taken into account by the introduction of the effective $\pi\pi$ -interaction. The calculations are carried out for effective repulsion and attraction as well as for the $\pi\pi$ -interactions, which is analogous to the free pions interaction. For the large $\rho = 2 \div 3 \rho_0$ and $T = 0,5 \div 1 m_\pi c^2$ the quantities R, S, E can reach large values $R \sim 1, S \sim 1, E \sim m_\pi c^2$, and therefore it is necessary to take them into account at investigating the nuclear matter under such conditions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.
Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984