

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



11/41-78
P4 - 11755

Б-91

Г.Г.Бунатян

5365/2-78

ЗАВИСИМОСТЬ π -КОНДЕНСАТНОЙ
НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ
ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

1978

P4 - 11755

Г.Г.Бунатян

ЗАВИСИМОСТЬ π -КОНДЕНСАТНОЙ
НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ
ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Направлено в ЯФ

Бунатян Г.Г.

Зависимость π -конденсатной неустойчивости
ядерной среды от температуры

P4 - 11755

Исследуется π -конденсатная неустойчивость ядерной среды в зависимости от ее температуры T , соответствующей определенной энергии возбуждения. Обсуждаются свойства πN -, NN -, $N\Delta_{33}$ -взаимодействий в ядерной среде и их влияние на π -конденсатную неустойчивость при $T \geq 0$. Найдена зависимость $\rho_k(T)$ критической плотности от температуры ядерной среды в различных предположениях об этих ядерных взаимодействиях и связь $\rho_k(T)$ с изменением объема системы при изменении температуры.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Bunatian G.G.

The Dependence of π -Condensate Instability of Nuclear
Medium on Temperature

P4 - 11755

The π -condensate instability of nuclear medium via its temperature corresponding to a given energy of excitation is investigated. The πN , NN , $N\Delta_{33}$ interactions in the nuclear medium and their influence of the π -condensate instability at $T \geq 0$ are under discussion. There are found the dependence of critical density $\rho_k(T)$ on T of the nuclear medium under various assumptions about these nuclear interactions and the connection between $\rho_k(T)$ and variation of the volume of the system with temperature.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

© 1978 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

ВВЕДЕНИЕ

В работах А.Б.Мигдала^{/1/} было указано на возможность π -конденсатной неустойчивости ядерного вещества при плотности $\rho \geq \rho_k$. При определенных предположениях о взаимодействиях частиц в ядерной среде критическая плотность ρ_k могла бы оказаться $\leq \rho_0$ -плотности обычных ядер. Результаты теоретических^{/2/} и экспериментальных^{/3/} работ по однонуклонному поглощению медленных π -мезонов достаточно определенно указывают на отсутствие π -конденсата в обычных ядрах. Следовательно, свойства ядерного вещества таковы, что во всяком случае $\rho_k > \rho_0$. Получение $\rho_k > \rho_0$ возможно в ядерных реакциях, прежде всего, видимо, при столкновениях тяжелых ионов большой энергии. Не вся вносимая в ядро энергия может быть затрачена на увеличение плотности, часть ее пойдет на возбуждение возникшего в результате реакции уплотненного ядра с $\rho > \rho_0$. Если это состояние можно полагать статистически равновесным или близким к таковому, то его средние свойства можно описать, вводя температуру T , соответствующую энергии возбуждения. В настоящей работе мы изучим влияние температуры T на π -конденсатную неустойчивость, определим $\rho_k(T)$ в зависимости от вида взаимодействия частиц в ядерной среде. Результаты этих расчетов были ранее кратко представлены нами в^{/4/}.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

1. Энергетический спектр π -мезонов при $T \neq 0$ определяется^{/5/} нулями аналитического продолжения обратной температурной функции Грина $\mathcal{D}^{-1}(\omega_m = 2m\pi T i, \vec{k}, T)$ π -мезона в ядерной среде

$$\mathcal{D}^{-1}(\omega_m, \vec{k}, T) = \omega_m^2(k, T) - \vec{k}^2 - 1 - \Pi(\omega_m, \vec{k}, T) = 0$$

$$(h = m_\pi = c = 1) \quad /1/$$

от значений $\omega_m = 2m\pi T$ на всю плоскость ω .

Поляризационный оператор $\Pi(\omega_m, \vec{k}, T)$ строится согласно правилам диаграммной техники для $T \neq 0$ ^{/5/}, он содержит температурные гриновские функции нуклона $\mathcal{G}(\xi_l, \vec{p}, T)$ и Δ_{33} -изобары $\mathcal{G}_\Delta(\xi_l, \vec{p}, T)$, $\xi_l = (2l+1)\pi i T$. При данных $T, \rho(T)$, $\Pi(\omega, \vec{k}, T)$ система неустойчива к образованию π -конденсата, если для аналитического продолжения по ω_m уравнения /1/ возможно решение:

$$\omega^2(k, T) < 0 \quad /2/$$

на определенном интервале значений k .

2. Для $\omega \approx 0$, $k \sim 2 \div 3$, $\Pi(\omega_m, T, \vec{k})$ представляет собой^{/1/} сумму двух слагаемых $\Pi = \Pi_s + \Pi_p$, обусловленных взаимодействием π -мезонов с нуклонами в s - и p -состояниях. В дальнейшем для простоты мы будем рассматривать среду с $Z = N$. Как и при $T = 0$, $\Pi(\omega_m, \vec{k}, T)$ можно символически записать в виде:

$$\Pi_s = -4\pi\rho(T) s^+, \quad \rho = \rho_N + \rho_Z, \quad /3/$$

$$\Pi_p = \tau_{\pi NN} (\mathcal{G}\mathcal{G}) \mathcal{J} + \tau_{\pi N\Delta} (\mathcal{G}\mathcal{G}_\Delta(\omega_m, \vec{k}) + \mathcal{G}\mathcal{G}_\Delta(-\omega_m, -\vec{k})) \mathcal{J}_\Delta$$

4

В нерелятивистском приближении неприводимые вершины

$$\tau_{\pi NN} = if(\vec{\sigma} \vec{k}) \vec{\tau} v(k), \quad \tau_{\pi N\Delta} = ig_{\pi N\Delta}(\vec{k})(\vec{S} \vec{k}) \vec{T}, \quad f \approx 1,$$

где \vec{S} , \vec{T} - переходные спин и изоспин^{/6/}, $v(k)$ - пион-нуклонный формфактор. Полные вершинные части в /3/ определяются обычными уравнениями

$$\mathcal{J} = \tau_{\pi NN} + \mathcal{J}(\mathcal{G}\mathcal{G}) \hat{g}_{NN} + \mathcal{J}(\mathcal{G}\mathcal{G}_\Delta(\omega_m, \vec{k})) \hat{g}_{N\Delta} +$$

$$+ \mathcal{J}_\Delta(\mathcal{G}\mathcal{G}_\Delta(-\omega_m, -\vec{k})) \hat{g}_{\Delta N},$$

$$\mathcal{J}_\Delta = \tau_{\pi N\Delta} + \mathcal{J}_\Delta(\mathcal{G}\mathcal{G}_\Delta(\omega_m, \vec{k})) \hat{g}_{\Delta\Delta} + \mathcal{J}_\Delta(\mathcal{G}\mathcal{G}_\Delta(-\omega_m, -\vec{k})) \hat{g}_{\Delta\Delta} +$$

$$+ \mathcal{J}(\mathcal{G}\mathcal{G}) \hat{g}_{\Delta N} \quad /4/$$

теории конечных ферми-систем^{/7/} для $T \neq 0$ ^{/8/}. Неприводимые амплитуды

$$\hat{g}_{NN} = \mathcal{H} = (\vec{\sigma} \vec{\sigma}') (\vec{\tau} \vec{\tau}') \bar{g}'(k) \frac{\pi^2}{m^* p_0},$$

$$\hat{g}_{\Delta N} = \mathcal{H} = (\vec{\sigma} \vec{S}) (\vec{\tau} \vec{T}) g_{\Delta N},$$

$$\hat{g}_{\Delta\Delta} = \mathcal{H} = (\vec{S} \vec{S}') (\vec{T} \vec{T}') \hat{g}_{\Delta\Delta} \quad /5/$$

не содержат графиков, имеющих в продольном канале частицу-дырку, изобару-дырку, один π -мезон. Они представляют собой кор в системе нуклон-нуклон и изобара-нуклон, и в дальнейшем мы полагаем их не зависящими от плотности и температуры. Их значения мы обсудим ниже.

5

3. Зависимость от T входит в /1/-/4/ через $\rho(T)$ и выражения

$$(\mathcal{G}\mathcal{G}) = T \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \sum_{\ell} \mathcal{G}(\vec{p}, \xi_{\ell}, T) \mathcal{G}(\vec{p}+\vec{k}, \xi_{\ell+\omega_m}, T),$$

$$(\mathcal{G}\mathcal{G}_{\Delta}(\omega_m, \vec{k})) = T \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \sum_{\ell} \mathcal{G}(\vec{p}, \xi_{\ell}, T) \mathcal{G}_{\Delta}(\vec{p}+\vec{k}, \xi_{\ell+\omega_m}, T) \quad /6/$$

/для краткости мы опускаем здесь спиновые и изоспиновые индексы/. $\mathcal{G}(\xi_{\ell}, \vec{p}, T)$ в /6/ можно представить /8/ аналогично тому, как это делается при $T = 0$ /7/, в виде полюсной и регулярной частей:

$$\mathcal{G}(\vec{p}, \xi_{\ell}, T) = \mathcal{G}^a + \mathcal{G}^R, \quad \mathcal{G}^a = (\xi_{\ell} - \epsilon(\vec{p}) + \mu(T))^{-1}, \quad \epsilon(\vec{p}) = \frac{p^2}{2m^*} \quad /7/$$

$m^* = 0,9m$ - эффективная масса нуклонной квазичастицы, $\mu(T)$ - энергия Ферми.

Тогда, проводя обычную в теории ферми-жидкости перенормировку, получаем из /6/ выражения, содержащие лишь произведения полюсных частей \mathcal{G}^a и эффективный заряд квазичастиц e_q в аксиальном поле; согласно /7/, $e_q = 1$. Функцию Грина Δ_{33} -изобары в /6/ можно записать в виде

$$\mathcal{G}_{\Delta}(\vec{p}+\vec{k}, \xi_{\ell+\omega_m}, T) = (\xi_{\ell+\omega_m} - \epsilon_{\Delta}(\vec{p}+\vec{k}) - \omega_R + \mu(T))^{-1},$$

$$\epsilon_{\Delta}(\vec{q}) = q^2 / 2M_{\Delta}, \quad /8/$$

где $\omega_R = 2,36$ - резонансная частота /9,10/. Из /6/ находим, используя обычный метод вычисления сумм по ℓ /11/:

$$(\mathcal{G}^a \mathcal{G}^a) = e_q \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{n(\vec{p}) - n(\vec{p}+\vec{k})}{\omega_m + \epsilon(\vec{p}) - \epsilon(\vec{p}+\vec{k})}, \quad e_q = 1,$$

$$(\mathcal{G}^a \mathcal{G}_{\Delta}(\omega_m, \vec{k})) = \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \frac{n(\vec{p}) - n_{\Delta}(\vec{p}+\vec{k})}{\omega_m + \epsilon(\vec{p}) - \epsilon_{\Delta}(\vec{p}+\vec{k}) - \omega_R},$$

$$n(\vec{q}) = (1 + \exp((\epsilon(\vec{q}) - \mu(T))T^{-1}))^{-1},$$

$$n_{\Delta}(\vec{q}) = (1 + \exp((\epsilon_{\Delta}(\vec{q}) + \omega_R - \mu(T))T^{-1}))^{-1} \quad /9/$$

$n_{\Delta}(\vec{q})$ заметно отлично от нуля лишь для очень больших температур $T \geq 1$, $(\epsilon_{\Delta}(\vec{q}) + \omega_R - \mu(T))T^{-1} \approx 1$. В этих /и дальнейших/ формулах уже можно выполнить аналитическое продолжение с дискретных значений ω_m на всю плоскость ω и тем самым получить аналитическое продолжение $\mathcal{J}(\omega, \vec{k}, T)$ и $\Pi(\omega, \vec{k}, T)$ в /1/.

Энергия Ферми в /9/ определяется из условия

$$2 \int \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} n(\vec{p}) = \rho(T) / 2 = A / 2V(T), \quad /10/$$

где A - число частиц в системе, а $V(T)$ - ее объем.

4. Необходимо здесь отметить, что проведенное рассмотрение не является полностью обоснованным. Так, строго говоря, представление функций Грина $\mathcal{G}(\vec{p})$ и $\mathcal{G}(\vec{p}+\vec{k})$ в виде /7/ и сведение $(\mathcal{G}\mathcal{G})$ к выражению, содержащему лишь $(\mathcal{G}^a \mathcal{G}^a)$, возможно только при условии $k \ll p_F$. Если же $k \geq p_F$, то аргументы обеих \mathcal{G} не могут быть близки к поверхности Ферми. Мы также не учитываем искажение π -мезонным полем нуклонных функций Грина, входящих в Π . Не рассматриваются при вычислении Π и все промежуточные состояния, более сложные, нежели частица-дырка и изобара-дырка.

5. Выражение /9/ для $(\mathcal{G}^a \mathcal{G}^a)$ легко преобразовать к виду:

$$\begin{aligned} (\mathcal{G}^a \mathcal{G}^a) &= - \frac{m^* p_F(T)}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{n(E)(1-n(E))}{T} \Phi(E, k, \omega) dE = \\ &= - \frac{m^* p_F(T)}{2\pi^2} \phi(\omega, k, T), \end{aligned}$$

$$\Phi(E, k, \omega) = \Phi_1(E, k, \omega) + \Phi_1(E, -k, -\omega); \quad \Phi_1(E, k, \omega) = \frac{m^* 2}{2k^3 p_F(T)} \times$$

$$\times \left\{ \frac{a^2 - b^2}{2} \ln \frac{a+b}{a-b} - ab \right\}, \quad a = \omega - k^2 / 2m^*, \quad b = \frac{k}{m^*} \sqrt{2m^* E}.$$

/11/

При $E = \mu$, функция $\Phi(\mu, k, \omega)$ совпадает с функцией $\Phi(\omega, k)$, введенной в /1/. При $T \rightarrow 0$ (11) переходит, очевидно, в соответствующее выражение из /1/. При вычислении интеграла в /9/ для $(\mathcal{G}\mathcal{G})_{\Delta}$ следует учесть, что $k^2 / 2M_{\Delta} \gg p^2 / 2(M_{\Delta}^{-1} - m^{-1})$ и $kp / M_{\Delta} \ll \omega_R, k^2 / 2M_{\Delta} \ll \omega_R$. Тогда получим

$$(\mathcal{G}\mathcal{G})_{\Delta}(\omega, \vec{k}) = \frac{\rho(T) / 4}{\omega - \omega_R - \epsilon_{\Delta}(k)} - \frac{\rho_{\Delta}(T) / 4}{\omega - \omega_R + \epsilon(k)},$$

$$\rho_{\Delta} = \frac{4}{2\pi^2} \int dp p^2 n_{\Delta}(p). \quad /12/$$

Подставив найденные $(\mathcal{G}\mathcal{G})$, $(\mathcal{G}\mathcal{G})_{\Delta}$ в /3/, /4/ и

учитывая спиновые и изоспиновые переменные, получим для $\Pi(\omega, \vec{k}, T)$ формулу, содержащую неприводимые амплитуды $\tilde{g}'(\vec{k})$, $g_{N\Delta}(k)$, $g_{\Delta\Delta}(\vec{k})$ и вершинные части $f v(k)$, $g_{\pi N\Delta}(\vec{k})$. Этими величинами и определяется спектр π -мезонов в ядерной среде при заданной плотности и температуре.

ПАРАМЕТРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ $\Pi(\omega, \vec{k}, T)$

1. Входящая в Π_s величина $s^+(q)$ выражается через парциальные амплитуды f /или фазы δ / πN -рассеяния:

$$s^+ = (f_{0+}^{1/2} + 2f_{0+}^{3/2}) q^{-1} z^{-1}, \quad f = (1 - e^{2i\delta}) / 2i. \quad /13/$$

При определении f_{0+}^J из рассеяния медленных π -мезонов нуклонами, т.е. для $\omega \sim 1$, $k \sim 0$, оказывается, что $f_{0+}^{1/2} + 2f_{0+}^{3/2} \approx 0$, и определить s^+ из этих экспериментов нельзя. В теории частично сохраняющегося аксиального тока показано /13/, что $f_{0+}^{1/2} + 2f_{0+}^{3/2} \approx 0$ для "мягких" π -мезонов, т.е. при $\omega \approx 0$, $k \approx 0$. Из анализа π -атомных данных, т.е. для $\omega \approx 1$, $k \approx 0$, следует /14/, что $s^+ \approx -0,028$. В нашем случае, $\omega \approx 0$, $k \gtrsim 1$, экспериментальных данных для оценки s^+ нет. Основные вычисления мы проводили, полагая $s^+ = 0$, но для сравнения был выполнен также расчет со значением $s^+ = -0,028$.

2. Во всех расчетах необходимо учитывать формфактор $v(k)$ в πNN -вершине. Для того чтобы показать зависимость результатов от вида $v(k)$, мы приводим результаты расчетов с формфактором

$$v(k) = v_1(k) = (1 + k^2 r_c^2)^{-1}, \quad r_c = 0,27, \quad /14a/$$

следующим из теории Чу-Лоу /15/ и с

$$v(k) = v_2(k) = (\Lambda^2 - 1)^2 (\Lambda^2 + k^2)^{-2}, \quad \Lambda = 6,8, \quad /14b/$$

предложенным в /16/, а также с $v = 1$.

3. В теории ферми-жидкости /7/ неприводимая в канале частица-дырка спин-изоспиновая амплитуда $(\vec{\sigma} \vec{\sigma}')(\vec{\tau} \vec{\tau}')g'(0)$ определяется из сравнения с опытом при $k \ll p_F$, $\omega \ll \epsilon_F$: согласно /17/ $g'(0) = 0,8$. Эта амплитуда, в отличие от входящей в /3/ $\tilde{g}'(\vec{k})$, содержит в вертикальном разрезе состояния изобара-дырка. Их необходимо исключить, из-за чего к g' возникает поправка

$$\delta g_{\Delta}(\vec{\sigma} \vec{\sigma}')(\vec{\tau} \vec{\tau}') = -\hat{g}_{\Delta N}(\mathcal{G}\mathcal{G})_{\Delta}(\omega, \vec{k}) +$$

$$+ \mathcal{G}\mathcal{G}_{\Delta}(-\omega, -\vec{k}) \hat{g}_{\Delta N} (1 - (\mathcal{G}\mathcal{G})_{\Delta}(\omega, \vec{k}) + \mathcal{G}\mathcal{G}_{\Delta}(-\omega, -\vec{k}) g_{\Delta\Delta})^{-1}.$$

/15/

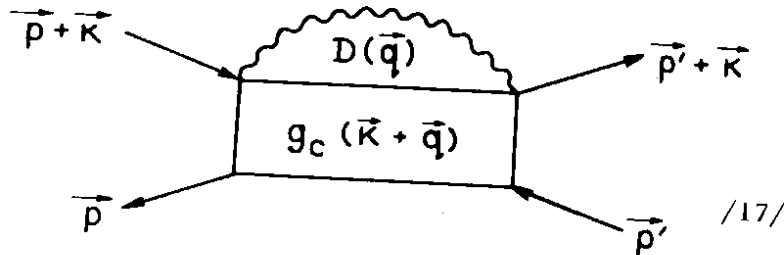
В уравнении /3/ входит $\tilde{g}'(\vec{k})$ при $k > 1$, $\omega \approx 0$.

Из^{/17/} известна $g'(0) = 0,8$, включающая все графики, неприводимые в канале частица-дырка, при $k \approx 0$, $\omega = 0$. Поэтому следует найти отличие $\delta g'(\vec{k}) = \tilde{g}'(\vec{k}) - g'(0)$. Однопионный обмен не дает вклада в $g'(0)$ при $k = 0$ и по определению не включается в $g'(\vec{k})$. Для оценки $\delta g'(\vec{k})$ необходимо учесть обмен ρ -мезоном в продольном канале, что, как легко видеть, дает при $\omega \approx 0$

$$\delta g'_\rho(\vec{k}) = -2f_\rho^2 z^{-1} m_\rho^{-2} k^2 (k^2 + m_\rho^2)^{-1} p_0 m^* \pi^{-2},$$

$$f_\rho^2 m_\rho^{-2} \approx 1, \quad m_\rho \approx 5,5. \quad /16/$$

Следует учесть также входящие в $g_{NN}(k)$ графики вида



которые наряду с однопионным обменом содержат и короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции, изображенные блоком $g_c(\vec{k} + \vec{q})$. В координатном представлении они эффективно учитываются умножением однопионного взаимодействия на корреляционную функцию $g_c(r) = 1 - \Omega(r)$, которая может быть^{/18,19/} феноменологически найдена из потенциала Рейда. Тогда найдем отличие $\delta g'_c(k)$, связанное с этими графиками:

$$\delta g'_c = - \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \left(-\frac{1}{3} \frac{f^2 q^2}{1 + q^2} v^2(q) [\Omega(\vec{k} + \vec{q}) - \Omega(\vec{q})] \right) \frac{p_0 m^*}{\pi^2}. \quad /18/$$

$\Omega(\vec{p})$ можно представить^{/18/} в виде

$$\Omega(\vec{q}) = 2\pi^2 q_c^2 \delta(q - q_c), \quad q_c = 5,5 \approx m_\omega.$$

Тогда, используя для $v(k)$ ^{/14a/}, получаем оценку

10

$$\delta g'_c(k) = \frac{f^2}{3} \left(\frac{1}{k^4 r_c^4 + 4} - \frac{1}{4} \right) \frac{p_0 m^*}{\pi^2}. \quad /19/$$

Входящая в ^{/3/} амплитуда

$$g'(\vec{k}) = g'(0) + \delta g'_\rho(\vec{k}) + \delta g'_c(\vec{k}). \quad /20/$$

При изменении k^2 от 0 до $k^2 \approx 10$ величина $\delta g'(\vec{k})$ меняется от 0 до $\approx -0,3$, что не противоречит оценкам^{/17/}. В следующем разделе мы выясним, как влияет учет $\delta g'(\vec{k})$ на результаты расчетов.

4. Неприводимые амплитуды $g_{\Delta N}$, $g_{\Lambda\Lambda}$, т.е. кор в системе изобара-нуклон, можно оценить^{/20/}, замечая, что взаимодействия, обусловленные однопионным обменом, содержат слагаемые

$$u_{\Delta\Delta} = -\frac{1}{3} (\vec{S} \vec{S}') (\vec{T} \vec{T}') g_{\pi N \Delta}^2,$$

$$u_{N\Delta} = -\frac{1}{3} (\vec{\sigma} \vec{S}) (\vec{\tau} \vec{T}) v(k) f g_{\pi N \Delta}, \quad /21/$$

которые в координатном представлении имеют δ -образную зависимость от r /наличие слабой зависимости $v(k)$, $g_{\pi N \Delta}(\vec{k})$ приводит к тому, что δ -функция несколько размазана/. Тогда можно полагать, что в системе изобара-нуклон существует на малых расстояниях отталкивательный кор, устраняющий взаимодействия^{/21/}, и поэтому

$$\hat{g}_{\Delta\Delta} = -u_{\Delta\Delta}, \quad \hat{g}_{\Lambda N} = -u_{\Lambda N}. \quad /22/$$

Вершину $g_{\pi N \Delta}(\vec{k})$, как и другие характеристики Λ_{33} -резонанса, определяют обычно^{/1,9/} так, чтобы получалось правильное значение амплитуды πN -рассеяния в резонансной области:

$$g_{\pi N \Delta} = 3 \sqrt{2 \pi a(k)}, \quad a = 0,08 (1 + 0,23 k^2)^{-1}. \quad /23/$$

11

5. Согласно /4/, /5/, /11/, /12/, /22/, /23/, находим окончательное выражение для Π , входящего в /1/:

$$\Pi = \Pi_s + \Pi_p, \quad \Pi_s = -4\pi\rho s^+,$$

$$\Pi_p = (-ak^2(1+\xi\beta) + 2\eta k^2 a\beta - 3k^2\beta\gamma)((1+\xi\beta)\gamma - \eta a\beta/3)^{-1},$$

$$\alpha = 2m^* p_F(T) f^2 v^2(k) \pi^{-2} \phi(k, \omega, T),$$

$$\gamma = 1 + 2\tilde{g}'(\vec{k}) (p_F(T)/p_0) \phi(k, \omega, T),$$

$$\tilde{g}'(\vec{k}) = 0,8 + m^* p_0 \pi^{-2} [\eta\beta f^2 v^2(k) 3^{-1} (1+\xi\beta)^{-1} -$$

$$- 2k^2 f_\rho^2 m_\rho^{-2} 3^{-1} (k^2 + m_\rho^2)^{-1} + f^2 ((k^4 r_c^4 + 4)^{-1} - 0,25) 3^{-1}]$$

$$\beta = \frac{16\pi a(k)}{3} \left[\frac{\omega_R + \epsilon_\Delta(\vec{k})}{(\omega_R + \epsilon_\Delta(\vec{k}))^2 - \omega^2} \rho(T) - \right.$$

$$\left. - \frac{\omega_R - \epsilon(\vec{k})}{(\omega_R - \epsilon(\vec{k}))^2 - \omega^2} \rho_\Delta(T) \right]. \quad /24/$$

Если используются формулы /21/-/23/, то $\xi = \eta = 1$; $\xi = 0$ соответствует $g_{\Delta\Lambda} = 0$, а $\eta = 0 - g_{\Lambda N} = 0$. Для π -атомов, $\omega \approx 1$, $k = 0$, имеем $\beta = (4\pi/3) 0,2 \rho_0 \approx 0,4$. Это приводит к такому виду P -волновых членов в Π , какой необходим для описания опытных данных по π -атомам /14, 21/. Поэтому можно считать, что $g_{\Delta\Lambda}$ выбрана согласно π -атомным данным. Эффективный потенциал π -атомов слабо зависит от $g_{\Lambda N}$, т.к. при $\omega = 1$, $k = 0$, $Z = N$ амплитуда $g_{\Delta N}$ не входит в уравнения /4/ и могла бы оказать лишь слабое влияние на расчеты для π -атомов с $Z \neq N$, но $(N-Z)A^{-1}$ мало.

Можно полагать, что и для $g_{\Delta N}$ /22/ является разумной оценкой. Однако возможно, что результаты

работ /22/ могут быть истолкованы, как указание на то, что $g_{\Delta N} \approx 0$. В следующем разделе мы приводим для сравнения результаты расчетов с различными ξ, η .

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. Если система при температуре T имеет плотность $\rho \geq \rho_k(T)$, то это означает, что есть решение уравнения /1/ $\omega^2(k_0 T) \leq 0$ на некотором интервале значений k ; при $\rho = \rho_k(T)$ имеется одно $k_k(T)$, для которого $\omega^2(k_k, T) = 0$. Мы находим $\rho_k(T)$, $k_k(T)$ для различных значений входящих в Π параметров, которые обсуждались в предыдущем разделе. Для системы конечного размера следует принимать во внимание зависимость объема и, следовательно, плотности от T .

Экспериментальные /см. /22/, гл. 6,9/ и теоретические /8/ оценки показывают, что при достаточно больших энергиях возбуждения ядра /несколько десятков или сотен МэВ/ в состояниях, которые можно полагать близкими к равновесным

$$V(T) = V(0) (1 + cT^2 \mu^{-2}), \quad c \sim 13 \div 15, \quad /25/$$

где T - температура, вводимая при статистическом описании таких состояний. Для еще больших энергий возбуждения ($T \geq 0,5$) вряд ли можно говорить о какой-либо близости к статистическому равновесию для систем конечного размера. Чтобы система при данной температуре T имела плотность $\rho_k(T)$, необходимо, чтобы при $T = 0$ она имела существенно большую плотность $\rho_k^T(0) > \rho_k(T)$, такую, чтобы при "нагревании" до температуры T $\rho_k^T(0)$ перешла в $\rho_k(T)$ согласно /25/. Мы приведем далее зависимость от T как $\rho_k(T)$, так и $\rho_k^T(0)$. Связь энергии возбуждения на нуклон с T можно представить в виде

$$\delta E / A \approx T^2 (\rho_0 / \rho)^{2/3} 8^{-1}, \quad /26/$$

2. На рис. 1 приведена зависимость $\rho_k(T)$ для $\eta=1$, $\xi=1$, $s^+=0$ с учетом зависимости $\tilde{g}'(k)$ /22/ и с $v(k) = v_1(k)/14a$. В этом случае для возникновения π -конденсатной неустойчивости при $T=0$ необходимо, чтобы плотность системы $\rho \geq \rho_k = 1,6$, что превосходит обычную ядерную плотность $\rho_0 \approx 0,5$ более чем втрое.

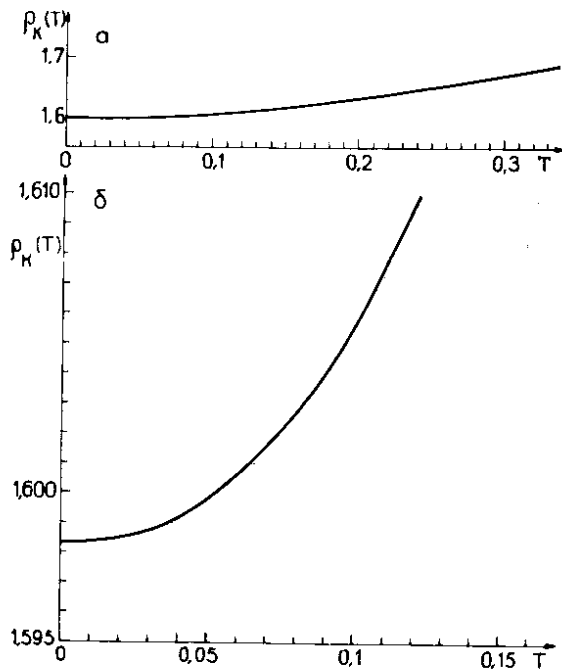


Рис. 1. $\rho_k(T)$ при $s^+=0$, $v=v_1$, $\xi=\eta=1$, $\tilde{g}'(\vec{k})$.

На рис. 1 видно, что зависимость $\rho_k(T)$ отличается от линейной лишь для малых T , для которых $\rho_k(T)$ практически не отличается от $\rho_k(0)$. Эту начальную часть кривой $\rho_k(T)$ для малых T мы изобразили на рис. 1б в увеличенном масштабе. Как видно, при этих T зависимость $\rho_k(T)$ ближе к квадратичной, $\rho_k(T) \sim T^2$. Зависимость $\rho_k^T(0)$ от T для $V(T)$, зависящего от T

согласно /25/, рис. 2, гораздо сильнее, чем $\rho_k(T)$. Для $0,05 \geq T \geq 0,5$ она близка к линейной, а для меньших $T < 0,05$ - приближенно $\rho_k^T(0) \sim T^2$. Зависимость $\rho_k(T)$ обусловлена видом $\Phi(E, \omega, k)$ в /11/ и зависимостью $\mu(T)/10$.

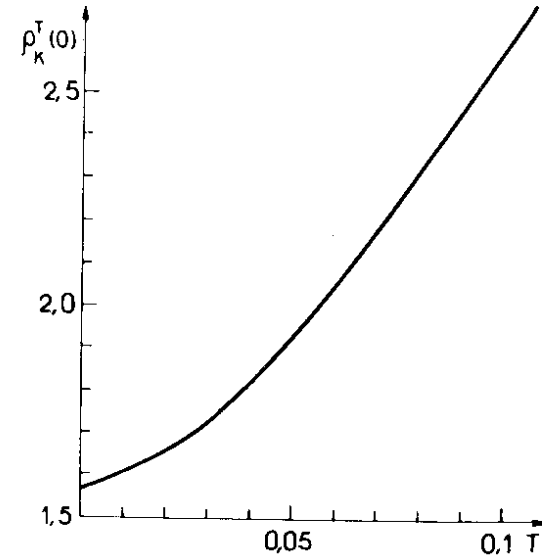


Рис. 2. $\rho_k^T(0)$ при $s^+=0$, $v=v_1$, $\xi=\eta=1$, $\tilde{g}'(\vec{k})$.

На рис. 3 и 4 для V_c и $V(T)$ изображена зависимость $\omega^2(k) < 0$ для различных T при $\rho > \rho_k(T)$. Из этих рисунков видно, как с увеличением T меняется $\omega^2(k)$, уменьшается интервал значений k^2 , для которых есть решение $\omega^2(k) < 0$. При некотором T_k функция $\omega^2(k_k) = 0$ лишь для $k_k(T)$. Разумеется, вместо зависимости $\rho_k(T)$ можно строить зависимость $T_k(\rho)$.

Для рассмотренных случаев $k_k^2 \approx 3$ и практически не зависит от T .

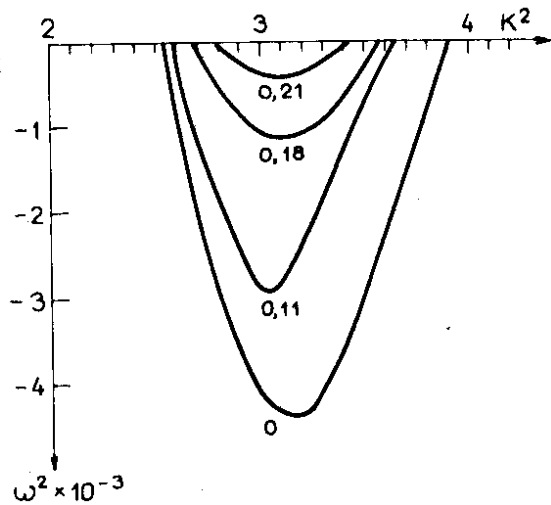


Рис. 3. $\omega^2(k, T)$ для различных T при $s^+ = 0, v = v_1, \xi = \eta = 1, \bar{g}'(\vec{k}), \rho(0) = 1,65$ при постоянном объеме V_c . Температура указана числами рядом с кривыми.

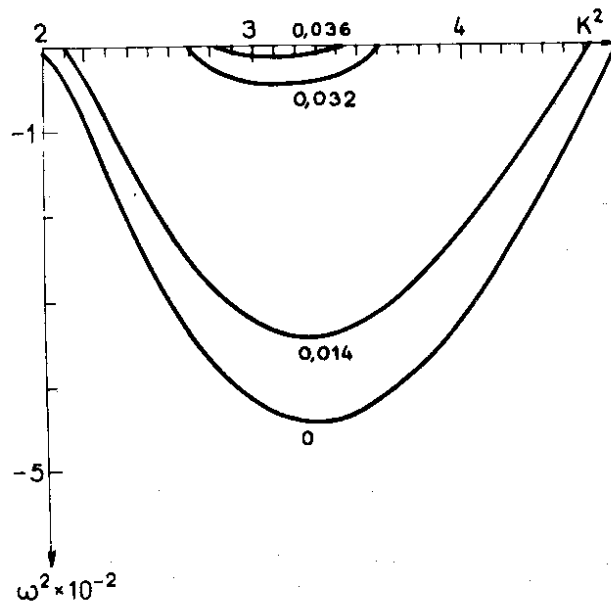


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для зависящего от T объема $V(T)$ при $\rho(0) = 1,8$.

На рис. 5,6 мы изобразили для сравнения ту же зависимость $\rho_k(T)$ и $\rho_k^T(0)$, что и на рис. 1,2, но при условии $v(k) = 1$, т.е. без учета формфактора в πNN -вершине. Характер зависимости $\rho_k(T), \rho_k^T(0)$ такой же, как и в предыдущем случае, а k_k^2 уменьшается с ростом T от значения $k_k^2(0) \approx 9,7$ до значения $k^2 \approx 8$ при $T = 0,5$

Еще один пример зависимости $\rho_k(T)$ и $\rho_k^T(0)$ для обсуждавшихся в предыдущем разделе $v = v_2, \xi = 1, \eta = 0, s^+ = 0, \bar{g}'(\vec{k})$ представлен на рис. 7 и 8.

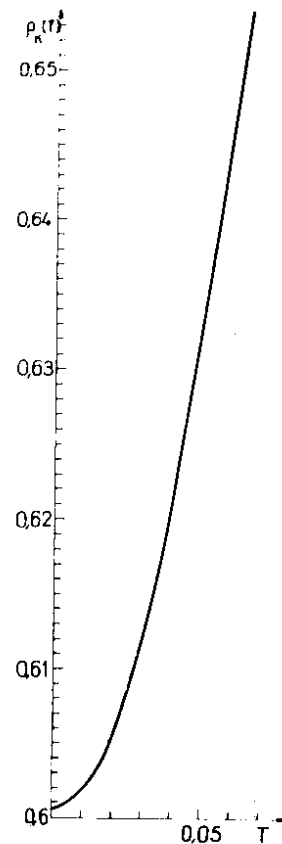


Рис. 5. $\rho_k(T)$ при $s^+ = 0, v = 1, \xi = \eta = 1, \bar{g}'(\vec{k})$.

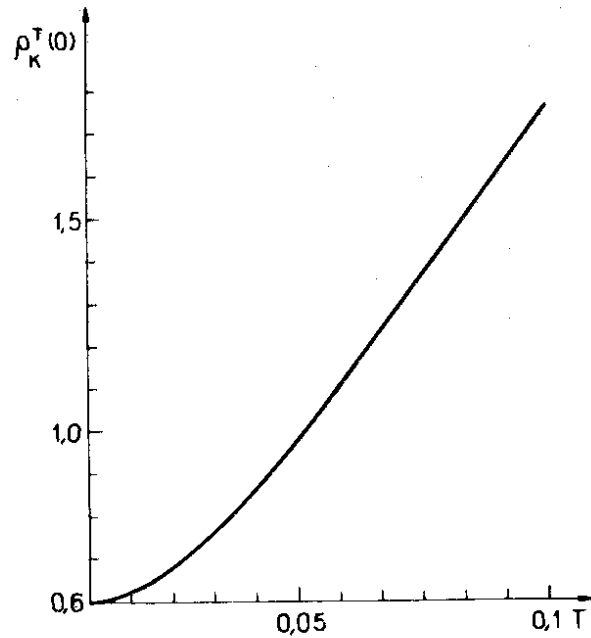


Рис. 6. $\rho_k^T(0)$ при тех же s^+ , v , ξ , η , $\tilde{g}'(\vec{k})$, что на рис. 5.

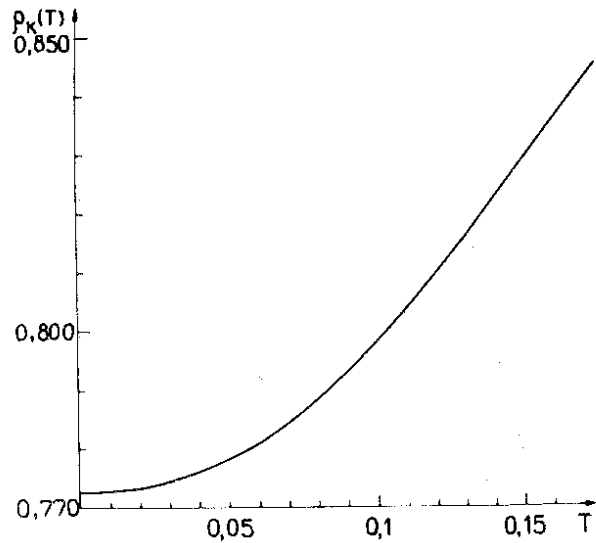


Рис. 7. $\rho_k(T)$ при $s^+ = 0$, $v = v_2$, $\xi = 1$, $\eta = 0$, $\tilde{g}'(\vec{k})$.

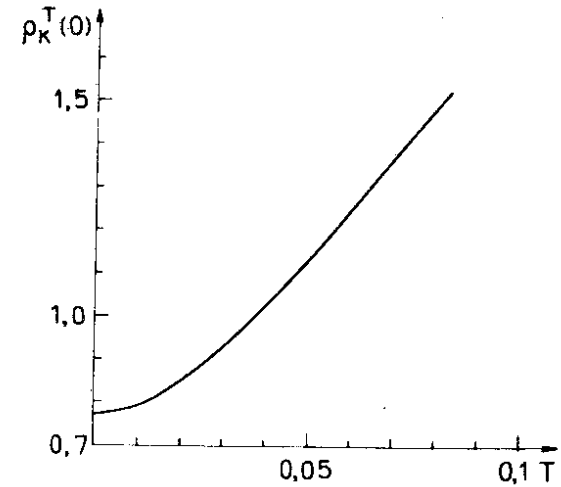


Рис. 8. $\rho_k^T(0)$ при тех же s^+ , v , ξ , η , $\tilde{g}'(\vec{k})$, что на рис. 7.

3. При всех значениях входящих в II параметров для $0 \leq T \leq T_1$, $\rho_k(0) \leq \rho_k(T) \leq \rho_k^1$ приблизительно $\rho_k(T) \sim T^2$. Эта область изменения T , ρ_k мала. Для $T > T_1$ зависимость $\rho_k(T)$ можно представить в виде

$$\rho_k(T) = \rho_k^1(T_1) + x(T - T_1), \quad T > T_1. \quad /27/$$

Таким образом, зависимость $\rho_k(T)$ определяют $\rho_k(0)$, $\rho_k^1(T_1)$, T_1 , x . Для $T \leq 0,5$ плотность $\rho_k^T(0)$ зависит от T аналогично, но с другими ρ_k^1 , T_1 , x . Характерной величиной является также $k_k^2(T)$, при котором возникает π -конденсатная неустойчивость. В таблице представлены все эти величины для различных значений параметров в II /24/, как для $\rho_k(T)$, так и для $\rho_k^T(0)$.

Мы делали расчеты с формфакторами $v_1 /14a/$ и $v_2 /146/$, с учетом и без учета зависимости $\tilde{g}'(\vec{k})$ от k , с $g_{\Delta N}$, $g_{\Delta \Delta} /21/$, т.е. с $\xi = 1$, $\eta = 1$ в /24/, или не включая в расчеты $g_{\Delta N}$, $g_{\Delta \Delta}$, т.е. полагая $\xi = 0$, $\eta = 0$; был сделан расчет и с $s^+ = -0,028$.

4. Для различных значений входящих в II параметров /различные строки таблицы/ ρ_k существенно различны.

Формфакторы v , полученные в различных работах, приводят для ρ_k примерно к одинаковым результатам, что можно видеть на примере расчетов с $v = v_1 / 14a$ и с $v = v_2 / 146$ /строки 1,3 в таблице/. Нет оснований принимать $v = 1$, поэтому расчеты с $v = 1$ нельзя полагать реальной оценкой ρ_k .

Замена зависящей от k амплитуды $\vec{g}'(k) / 20$ в II ее значением при $k=0$ приводит лишь к незначительному увеличению $\rho_k(T)$ /строки 1 и 5/.

Мы проводили расчеты ρ_k при $v = v_2$ для трех случаев. Во-первых, с амплитудами $g_{\Delta\Delta}$, $g_{\Delta N}$ из /22/, /23/, $\xi = 1$, $\eta = 1$ в /24/ /строка 3 таблицы/; далее, без учета их, $\xi = \eta = 0$ /строка 4/ и с $g_{\Delta\Delta}$ из /22/, /23/, но без $g_{\Delta N}$, $\xi = 1$, $\eta = 0$ /строка 6/. Из обсуждения в предыдущем разделе следует, что реальными оценками можно считать результаты в строках 1,3,5 и, возможно, в строке 6, но не в строке 4.

Отличие s^+ от нуля /строка 7/ сильно повлияло бы на ρ_k . Однако нет серьезных оснований полагать, что в нашем случае ($\omega = 0$, $k \geq 1$) $s^+ = -0,028$ как для π -атомов / $\omega = 1$, $k = 0$ /. Разумнее полагать $s^+ = 0$, как это следует для "мягких π -мезонов из теории частично сохраняющегося аксиального тока.

Величина k_k^2 различна для различных параметров II /3 столбец в табл. I/ и слабо зависит от k , за исключением случая с $v = 1$.

5. Во всех случаях $\rho_k(T)$ зависит от T очень слабо, величина ρ_k^1 практически совпадает с $\rho_k(0)$, а коэффициент $x \lesssim 1$. Даже для $T \approx 0,3$ величина $\rho_k(T)$ лишь на 15-20% превышает $\rho_k(0)$. Для $\rho_k(T)$ значения ρ_k^1 , T_1 , x приведены в 4,5,6 столбцах таблицы. $\rho_k^T(0)$ растет с ростом T гораздо быстрее, чем $\rho_k(T)$, как это можно заключить из рис. 2,6,8, и таблицы /столбцы 7,8,9/. Чтобы система имела критическую плотность $\rho_k(T)$ при $T \sim 0,05 \div 0,1$, ее плотность $\rho_k^T(0)$ при $T = 0$ должна существенно превосходить $\rho_k(T)$; $\rho_k^T(0) = 1,5 \div 2 \rho_k(T)$. Если процесс расширения нагретой системы протекает

Таблица

Величины $\rho_k(0)$, ρ_k^1 , T_1 , x , k_k^2 , определяющие зависимость $\rho_k(T)$, $\rho_k^T(0)$ (см. текст) для различных значений входящих в II /24/ параметров s^+ , v , ξ , η , $\vec{g}'(k)$.

Параметры II, (24)	$\rho_k(0)$	k_k^2	$\rho_k(T)$			$\rho_k^T(0)$		
			ρ_k^1	T_1	x	ρ_k^1	T_1	x
1 $S^+ = 0, v = v_1$	1,5985	3	1,60	0,19	0,35	1,95	0,055	I3
2 $S^+ = 0, v = 1$	1,6005	9,7+8	0,62	0,040	1,5	1,3	0,05	I2,5
3 $S^+ = 0, v = v_2$	1,4905	3,45	1,515	0,17	0,43	1,73	0,04	I3
4 $S^+ = 0, v = v_2, \eta = \xi = 0$	0,6348	2,5	0,648	0,08	0,53	0,85	0,04	I2
5 $S^+ = 0, v = v_1, \vec{g}'(k) = \vec{g}'(0)$	1,6765	3	1,70	0,185	0,3	1,94	0,045	I3
6 $S^+ = 0, v = v_2, \eta = 0, \xi = 1$	0,7726	2,8	0,805	0,11	0,66	1,15	0,05	I3
7 $S^+ = -0,028, v = v_1$	2,4678	4,5	2,52	0,26	0,44	2,7	0,05	I3

медленнее, чем процессы, приводящие к π -конденсации, то для π -конденсатной неустойчивости при температуре T достаточно получить плотность $\rho \geq \rho_k(T)$. Если же существенно зависимость объема $V(T)$ от T , то необходимо получить плотность $\rho \geq \rho_k^T(0) > \rho_k(T)$.

Согласно оценкам в /24/, плотность $\rho \approx 1,45\rho_0$ достигается в столкновениях тяжелых ионов с энергией на нуклон $E/A \approx 10$ МэВ; при $E/A \approx 25$ МэВ достигается $\rho = 1,6\rho_0$, а при $E/A \approx 50$ МэВ - $\rho \approx 1,8\rho_0$. Плотность $\rho \sim 3 \div 4\rho_0$ может быть получена при энергии $E/A = 300$ МэВ, а $\rho \sim 4 \div 5\rho_0$ - при $E/A \sim 500$ МэВ, как показано в /25/. Если даже незначительная часть этой энергии $\delta E/E$ будет затрачена не на уплотнение, а на "нагревание" возникшей системы, то это приведет к достаточно большому T , такому, что $\rho_k^T(0)$ будет существенно превосходить $\rho_k(T)$. Пусть, например,

$\delta E/E = 0,1$. Тогда при $E/A \approx 55$ МэВ, т.е. при уплотнении $\rho/\rho_0 \approx 1,8$, согласно /26/ найдем $T \approx 0,05$ /-7 МэВ/, и для $s^+ = 0$, $v = v_2$, $\eta = 0$, $\xi = 1$ /строка 6 таблицы, рис. 7,8/ имеем $\rho_k(T) = 0,778 - 1,6\rho_0 < 1,8\rho_0$, а $\rho_k^T(0) = 1,13 \approx 2,2\rho_0 > 1,8\rho_0$. Следовательно, при этих s^+ , ξ , η , v плотность $\rho = 1,8\rho_0$, получаемая при энергии $E/A = 55$ МэВ, превосходит критическую плотность $\rho_k(T)$ для системы, объем которой не меняется с изменением T , но меньше критической плотности $\rho_k^T(0)$, необходимой для системы, объем которой растет с увеличением T согласно /25/. При $E/A \approx 550$, т.е. уплотнении $\rho/\rho_0 = 5$, $T \approx 0,25$ /-36 МэВ/. Для $s^+ = 0$, $\eta = 0$, $\xi = 1$, $v = v_2$ и при этом $T \rho_k^T(0) = 3,7 \approx 7\rho_0 > 5\rho_0$. Для $s^+ = 0$, $\eta = 1$, $\xi = 1$, $v = v_1$ /строка 1 таблицы, рис. 1,2/ $\rho_k(T) \approx 1,66 \approx 3,3\rho_0 < 5\rho_0$, но $\rho_k^T(0) \approx 4,6 \approx 9\rho_0 > 5\rho_0$.

Следовательно, получаемая при $E/A \approx 500$ МэВ плотность $\rho \approx 5\rho_0$ превосходит $\rho_k(T)$ для всех представленных в таблице случаев, но при этом нигде не достигается $\rho_k^T(0)$. Разумеется, такие оценки возможны, если известна зависимость уплотнения ρ/ρ_0 от E/A , отношение $\delta E/E$, т.е. часть энергии, затраченная на "нагревание" уплотненной среды, связь энергии возбуждения δE с температурой T и зависимость объема от температуры. Необходимо, конечно, и более точное

знание параметров, определяющих поляризационный оператор. Ясно, что все результаты, приведенные в работе, представляют собой лишь качественные оценки.

Автор благодарен за полезные обсуждения М.А.Троицкому и В.Д.Тонееву.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1972, 63, с.1993.
Мигдал А.Б., Маркин О.А., Мишустин И.Н. ЖЭТФ, 1974, 66, с.443.
2. Троицкий М.А., Колдаев М.В., Чекунаев Н.И. ЖЭТФ, 1977, 73, с.1258.
3. Butsev V.S., Chultem D. JINR, E15-10226, Dubna, 1976; Phys.Lett., 1977, 67B, p.33.
4. Бунатян Г.Г. XV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра, Дубна, 4-7 июля 1978 г. ОИЯИ, Д6-11574, Дубна, 1978, с.60.
5. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1958, 34, с.262; Фрадкин Е.Е. ЖЭТФ, 1959, 36, с.1287; Абрикосов А.А., Горков А.Н., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М., 1962.
6. Sugawara H., Von Hippel F. Phys.Rev., 1968, 173, p.1764.
7. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства ядер. "Наука", М., 1965.
8. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1977, 26, с.979; ОИЯИ, Р4-11131, Дубна, 1977.
9. Газиорович С. Физика элементарных частиц. "Наука", М., 1969.
10. Carter A.A. e.a. Nucl.Phys., 1971, B26, p.445.
11. Luttinger J.M., Ward J.C. Phys.Rev., 1960, 118, p.1417.
12. Roper L.D. e.a. Phys.Rev., 1965, 138B, p.191.
13. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1966, 17, p.616.
14. Krell M., Ericson T.E.O. Nucl.Phys., 1969, B11, p.521.
15. Chew G.F., Low F.E. Phys.Rev., 1956, 101, p.1570.
Layson W.W. Nuovo Cim., 1961, 20, p.2519.
Hüfner J., Iachello F. Nucl.Phys., 1975, A247, p.441.
16. Brown G.E., Weise W. Phys.Rep., 1975, 22C, p.279; Weise W. Nucl.Phys., 1977, A287, p.402.
17. Osadchev V.M., Troitski M.A. Phys.Lett., 1968, 26B, p.421; Khodel V.A., Saperstein E.E. Phys.Lett., 1969, 29B, p.632; 1971, 36B, p.429.
18. Brown G.E. e.a. Nucl.Phys., 1977, A286, p.191.

19. Reid R.V. *Ann. of Phys.*, 1968, 50, p.411.
20. Baun G., Brown G.E. *Nucl.Phys.*, 1975, A247, p.395.
21. Арсеньев Д.А., Буналян Г.Г. ОИЯИ, P4-8836, P4-8835, Дубна, 1975.
Буналян Г.Г., Польш Ю.С. ОИЯИ, P4-9548, Дубна, 1976; ЯФ, 1977, 25, вып. 3; ЯФ, 1977, 26, с.827.
22. Mountz J.D. e.a. *Phys.Rev.*, 1975, D12, p.1221.
Dekerret H. e.a. *Phys.Lett.*, 1977, 69B, p.372.
23. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
24. Holzwarth G. *Phys.Rev.*, 1977, C16, p.885.
25. Гудима К.К., Иве Х., Тонеев В.Д. ОИЯИ, P2-10769, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июля 1978 года.