

## ФИЗИКА

УДК 539.12

**Д. В. Кленицкий**, кандидат физико-математических наук, доцент (БГТУ)

### УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ АДРОННОГО РЕЗОНАНСНОГО ГАЗА

Исследуется уравнение состояния равновесной адронной материи с использованием представления об адронном резонансном газе. Число различных адронных состояний учитывается с помощью экспоненциально растущего спектра масс  $\rho(m) \sim m^{-4} \exp\{bm\}$ . В работе вычисляются давление, плотность энергии и энтропии, скорость звука в адронном резонансном газе и анализируется их температурная зависимость. При высоких температурах, близких к критической  $T_c$ , когда вклад массивных состояний в термодинамические величины становится определяющим, наблюдается резкое уменьшение скорости звука в адронном резонансном газе.

The equation of state of an equilibrated hadron matter is investigated using representation about hadron resonance gas. The number of different hadron species is characterized by exponentially growing mass spectrum  $\rho(m) \sim m^{-4} \exp\{bm\}$ . We calculate the pressure, the energy density, the entropy density, the speed of sound in hadron resonance gas and analyze their the temperature dependence. At high temperature close to critical  $T_c$ , when the contribution of massive states to thermodynamic quantities becomes dominant, sharp dip of speed of a sound is observed.

**Введение.** Экспериментальное исследование ультрарелятивистских столкновений ядер на действующих ускорителях тяжелых ионов представляет собой уникальную возможность изучения свойств сильно взаимодействующей материи с высокой плотностью энергии. При низких температурах такая материя должна представлять собой идеальный газ  $\pi$ -мезонов, самых легких адронов. При увеличении температуры газ становится более плотным и надо учитывать взаимодействие между частицами. Это делается с помощью концепции адронного резонансного газа, согласно которой среда взаимодействующих элементарных частиц может быть хорошо приближена невзаимодействующим газом, в котором наряду со стабильными частицами учитываются резонансы – возбужденные состояния сильно взаимодействующих частиц [1]. При критической температуре  $T_c$  такой газ будет переходить в кварк-глюонную плазму.

В данной работе изучается зависимость давления, плотности энергии и энтропии, а также скорости звука от температуры в адронном резонансном газе. Мы используем систему единиц, в которой  $c = \hbar = k = 1$ , где  $c$  – скорость света в вакууме;  $\hbar$  – постоянная Планка;  $k$  – постоянная Больцмана.

**Уравнение состояния.** Статистическая сумма  $Z(T, V)$  адронного резонансного газа, находящегося в объеме  $V$  и имеющего температуру  $T$ , определяется выражением [2]

$$\ln Z(T, V) = \frac{VT}{2\pi^2} \int_0^\infty m^2 \rho(m) K_2\left(\frac{m}{T}\right) dm, \quad (1)$$

где  $\rho(m)$  – спектр масс адронного резонансного газа;  $K_2(x)$  – модифицированная функция Бесселя второго порядка.

Мы используем следующее соотношение для спектра масс:

$$\rho(m) = 3\delta(m - m_\pi) + Cm^{-4} \exp\left\{\frac{m}{T_c}\right\}, \quad (2)$$

где первое слагаемое учитывает три зарядовых состояния  $\pi$ -мезона массой  $m_\pi = 0,14$  ГэВ, постоянная  $C$  во втором слагаемом нормирует вклад более тяжелых резонансов в спектр масс по сравнению с вкладом  $\pi$ -мезонов. Второе слагаемое отлично от нуля в интервале масс  $m_K < m < M$ , здесь  $m_K = 0,5$  ГэВ и  $M = 12$  ГэВ.

С учетом (2) логарифм статистической суммы (1) примет вид

$$\ln Z(T, V) = \ln Z_\pi(T, V) + \ln Z_h(T, V), \quad (3)$$

где первое слагаемое учитывает вклад  $\pi$ -мезонов в статистическую сумму

$$\ln Z_\pi(T, V) = 3 \frac{VTm_\pi^2}{2\pi^2} K_2\left(\frac{m_\pi}{T}\right), \quad (4)$$

а второе слагаемое дает вклад в статистическую сумму тяжелых резонансов

$$\ln Z_h(V, T) = \frac{VTC}{2\pi^2} \int_{m_K}^M m^{-2} \exp\left\{\frac{m}{T_c}\right\} K_2\left(\frac{m}{T}\right) dm. \quad (5)$$

Используя стандартные методы статистической механики из (3), найдем давление  $P$ , плот-

ность энергии  $\varepsilon$  и плотность энтропии  $s$  адронного резонансного газа:

$$P(T) = T \left( \frac{\partial \ln Z}{\partial V} \right)_T = P_\pi + P_h, \quad (6)$$

$$\varepsilon(T) = \frac{T^2}{V} \left( \frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right)_V = \varepsilon_\pi + \varepsilon_h, \quad (7)$$

$$s(T) = \frac{\varepsilon(T) + P(T)}{T} = s_\pi + s_h, \quad (8)$$

где  $P_\pi$ ,  $\varepsilon_\pi$ ,  $s_\pi$  – давление, плотность энергии и плотность энтропии газа  $\pi$ -мезонов соответственно;  $P_h$ ,  $\varepsilon_h$ ,  $s_h$  обусловлены спектром адронов в интервале масс от  $m_K$  до  $M$ :

$$P_\pi = \frac{3m_\pi^2 T^2}{2\pi^2} K_2 \left( \frac{m_\pi}{T} \right), \quad (9)$$

$$\varepsilon_\pi = \frac{3m_\pi^2 T^2}{2\pi^2} \left( 3K_2 \left( \frac{m_\pi}{T} \right) + \frac{m_\pi}{T} K_1 \left( \frac{m_\pi}{T} \right) \right), \quad (10)$$

$$s_\pi = \frac{3m_\pi^2 T}{2\pi^2} \left( 4K_2 \left( \frac{m_\pi}{T} \right) + \frac{m_\pi}{T} K_1 \left( \frac{m_\pi}{T} \right) \right), \quad (11)$$

$$P_h = \frac{CT^2}{2\pi^2} \int_{m_K}^M m^{-2} \exp \left\{ \frac{m}{T_c} \right\} K_2 \left( \frac{m}{T} \right) dm, \quad (12)$$

$$\varepsilon_h = \frac{CT^2}{2\pi^2} \int_{m_K}^M m^{-2} \exp \left\{ \frac{m}{T_c} \right\} f_1 \left( \frac{m}{T} \right) dm, \quad (13)$$

$$s_h = \frac{CT}{2\pi^2} \int_{m_K}^M m^{-2} \exp \left\{ \frac{m}{T_c} \right\} f_2 \left( \frac{m}{T} \right) dm, \quad (14)$$

здесь  $f_1(x)$  и  $f_2(x)$  определяются соотношениями

$$f_1(x) = 3K_2(x) + xK_1(x), \quad (15)$$

$$f_2(x) = 4K_2(x) + xK_1(x), \quad (16)$$

где  $K_1(x)$  – модифицированная функция Бесселя первого порядка.

Для численной оценки этих величин мы фиксировали вклад резонансов в (2), используя результаты изучения сильновзаимодействующей материи на решетках. Согласно решеточным вычислениям, плотность энергии в точке фазового перехода при критической температуре  $T_c \approx 180$  МэВ определяется соотношением  $\varepsilon(T_c) \approx 5T_c^4$ . Это позволило нам из (7) найти постоянную  $C$  в (2):  $C \approx 40,2T_c^4$ . Используя это значение, мы изучили зависимость термодинамических величин от температуры для адронного резонансного газа. Результаты приведены на рис. 1–3, где они сравниваются с поведением термодинамических величин для газа  $\pi$ -мезонов.

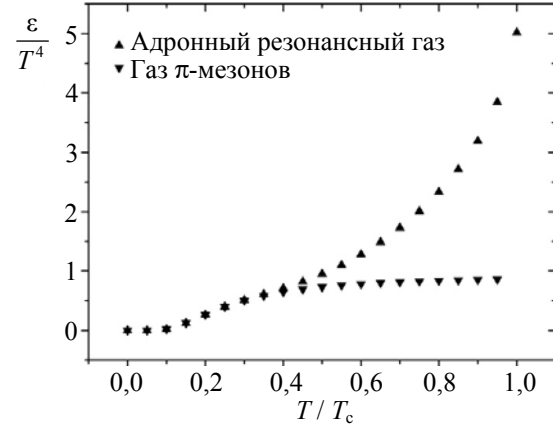


Рис. 1. Зависимость плотности энергии от температуры для адронного резонансного газа и газа  $\pi$ -мезонов

Видно, что при температуре  $T \approx 0,4T_c$  начинает проявлять себя адронный резонансный газ, так что термодинамические величины увеличиваются по отношению к величинам для газа  $\pi$ -мезонов. Вблизи критической температуры  $T_c$  вклад адронного резонансного газа является определяющим.

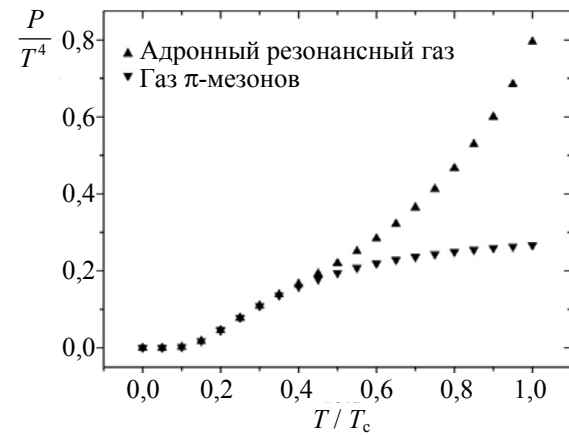


Рис. 2. Зависимость давления от температуры для адронного резонансного газа и газа  $\pi$ -мезонов

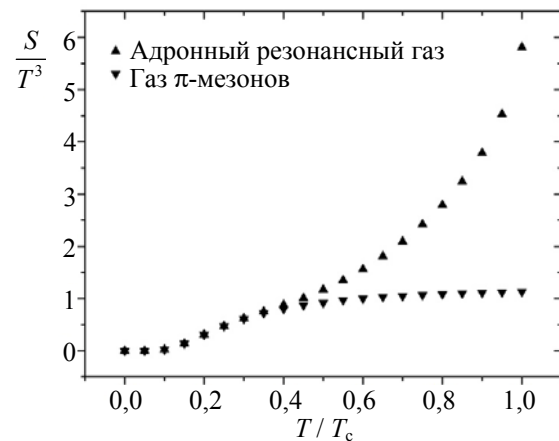


Рис. 3. Зависимость плотности энтропии от температуры для адронного резонансного газа и газа  $\pi$ -мезонов

**Скорость звука.** Скорость звука находится из соотношения

$$c_s^2 = \left. \frac{\partial P}{\partial \varepsilon} \right|_s = \frac{s(T)}{C_V(T)}, \quad (17)$$

где  $s(T)$  – плотность энтропии системы (8);  $C_V(T)$  – теплоемкость при постоянном объеме, равная

$$C_V(T) = \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_V. \quad (18)$$

Согласно (17), скорость звука определяет уравнение состояния системы. Хорошо известно уравнение состояния для идеального ультрарелятивистского газа, в котором пренебрегают массой частиц  $P = \varepsilon / 3$  и  $c_s^2 = 1/3$ .

Из уравнений (7), (10), (13), (18) найдем теплоемкости газа  $\pi$ -мезонов  $C_{\pi V}$  и адронного резонансного газа  $C_V$ :

$$C_{\pi V}(T) = 3s_{\pi}(T) + \frac{3m_{\pi}^4}{2\pi^2 T} K_2 \left( \frac{m_{\pi}}{T} \right), \quad (19)$$

$$C_V(T) = 3s(T) + \frac{1}{2\pi^2 T} \left[ 3m_{\pi}^4 K_2 \left( \frac{m_{\pi}}{T} \right) + C \int_{m_K}^M \exp \left\{ \frac{m}{T_c} \right\} K_2 \left( \frac{m}{T} \right) dm \right]. \quad (20)$$

Подставляя (11), (19) и (8), (20) в (17), получим соотношение для скорости звука газа  $\pi$ -мезонов и адронного резонансного газа

$$\frac{1}{c_s^2} = 3 + D(T), \quad (21)$$

где функция  $D(T)$  определяет различие между данной скоростью звука и скоростью звука релятивистского идеального газа, в котором пренебрегают массой частиц  $c_s^2 = 1/3$ .

Для газа  $\pi$ -мезонов

$$D(T) = \frac{m_{\pi}^2 K_2(m_{\pi}/T)}{4T^2 K_2(m_{\pi}/T) + m_{\pi} T K_1(m_{\pi}/T)}, \quad (22)$$

и для адронного резонансного газа

$$D(T) = \frac{3m_{\pi}^4 K_2(m_{\pi}/T) + F(T)}{2\pi^2 T s_{\pi} + C [T^2 G(T) + T E(T)]}, \quad (23)$$

где

$$F(T) = C \int_{m_K}^M \exp \left\{ \frac{m}{T_c} \right\} K_2 \left( \frac{m}{T} \right) dm, \quad (24)$$

$$G(T) = 4 \int_{m_K}^M \exp \left\{ \frac{m}{T_c} \right\} K_2 \left( \frac{m}{T} \right) m^{-2} dm, \quad (25)$$

$$E(T) = \int_{m_K}^M \exp \left\{ \frac{m}{T_c} \right\} K_1 \left( \frac{m}{T} \right) m^{-1} dm. \quad (26)$$

На рис. 4 представлена зависимость  $c_s^2$  от температуры для газа  $\pi$ -мезонов и адронного резонансного газа.

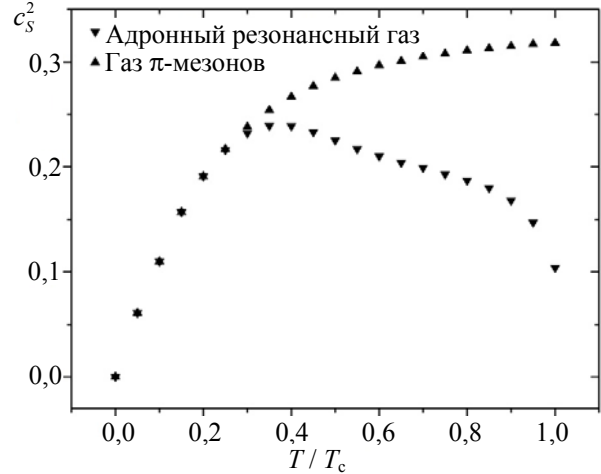


Рис. 4. Скорость звука в зависимости от температуры для газа  $\pi$ -мезонов и адронного резонансного газа

Для газа  $\pi$ -мезонов  $c_s^2$  быстро увеличивается с возрастанием температуры и при приближении к  $T_c$  насыщается к значению  $c_s^2 \approx 1/3$ . Для адронного резонансного газа скорость звука до температуры  $T \approx 0,3T_c$  совпадает со скоростью звука газа  $\pi$ -мезонов, а затем уменьшается. Вблизи критической температуры  $T_c$  наблюдается резкое уменьшение скорости звука в адронном резонансном газе. Величина спада зависит от числа адронных состояний, приняты во внимание.

**Заключение.** Мы вычислили давление, плотность энергии и энтропии, скорость звука в адронном резонансном газе со спектром масс (2). При высоких температурах, близких к критической  $T_c$ , когда вклад массивных состояний в термодинамические величины становится определяющим, наблюдается резкое уменьшение скорости звука в адронном резонансном газе.

## Литература

1. Burakovsky, L. On the thermodynamics of hot hadron matter / L. Burakovsky, L. P. Horwitz // Nucl. Phys. – 1997. – Vol. A614, № 3. – P. 373–399.
2. Клеицкий, Д. В. Скорость звука в равновесном адронном газе / Д. В. Клеицкий // Труды БГТУ. – 2011. – № 6: Физ.-мат. науки и информатика. – С. 50–53.

Поступила 27.03.2012

УДК 674.055:621.934(043.3)

**А. В. Белый**, доктор технических наук, профессор,  
член-корреспондент НАН Беларуси, заместитель директора (ФТИ НАН Беларуси);  
**А. А. Гришкевич**, кандидат технических наук, доцент (БГТУ);  
**В. В. Чаевский**, кандидат физико-математических наук, доцент (БГТУ)

### ВЛИЯНИЕ TiN-ПОКРЫТИЙ НА ИЗНОС ЛЕЗВИЙ ДЕРЕВОРЕЖУЩЕГО ФРЕЗЕРНОГО ИНСТРУМЕНТА ПРИ ОБРАБОТКЕ ЛАМИНИРОВАННЫХ ДРЕВЕСНОСТРУЖЕЧНЫХ ПЛИТ

Покрытия TiN были сформированы на поверхности ножей деревоорежущего фрезерного инструмента методом конденсации с ионной бомбардировкой. Элементный состав покрытий и инструмента, морфология поверхности ножей изучались с помощью рентгеноспектрального микроанализа и растровой электронной микроскопии. Установлено, что импортные ножи фрезерного инструмента, применяемые в деревообрабатывающей промышленности Республики Беларусь, могут иметь состав из твердого сплава типа ВК-3. При фрезеровании ламинированных ДСтП инструментом с двухлезвийными ножами с покрытиями TiN значение периода стойкости инструмента увеличивается на 20% в сравнении с инструментом без покрытия. Определен вид износа поверхности кромок ножей фрезерного инструмента как абразивно-химический.

The TiN-coatings were formed on surfaces cutting inserts of mill wood tools by the method of condensation from a plasma phase in a vacuum with ion bombardment of surface. The element composition coatings and tools, the surface morphology of cutting tools were studied by X-ray microanalysis and transmission electron microscopy. The phase composition of import cutting tools is a hard alloy with type of WC-3. The tools consist of double-blade cutters with TiN-coatings for milling special woods showed growth of wear resistance by 20% in comparison with bare tools. There is abrasive chemical type of wear on coating of cutters mill tools.

**Введение.** В настоящее время в Республике Беларусь для механической обработки древесных материалов используется только импортный деревоорежущий инструмент, наблюдается тенденция расширения ассортимента обрабатываемых материалов на основе древесины, интенсификация работы серийного оборудования. Поэтому увеличение периода стойкости как основного показателя ресурса работы применяемого деревоорежущего инструмента является актуальной, технически и экономически обоснованной задачей.

Для получения максимального значения периода стойкости деревоорежущего инструмента в настоящее время является недостаточным только расчет его рациональной конструкции и геометрии, нахождение оптимальных режимов резания [1]. Ведущие зарубежные фирмы по производству деревоорежущего инструмента (Leitz, AKE, JSO, TIGRA, Preziss, Metal World, Stark, Gold, Schunk, LEUCO, KANEFUSA CORPORATION) для повышения периода стойкости инструмента изготавливают его из твердых сплавов или быстрорежущей стали с уникальной конфигурацией, а также широко применяют твердосплавные напаянные пластинки [2]. Среди технологических новинок зарубежных компаний предлагается инструмент на основе синтетического алмаза. Деревоорежущий инструмент с синтетическими алмазами, несмотря на привлекательную перспективу его использования, не всегда

находит применение в условиях производства предприятий Республики Беларусь.

Одним из наиболее эффективных способов модификации поверхности стальных и твердосплавных лезвий деревоорежущих инструментов является метод конденсации вещества из плазменной фазы в вакууме с ионной бомбардировкой поверхности (КИБ), влияющий на процесс износа лезвий ножей инструмента и существенно увеличивающий ресурс работы резцов [3].

Целью данной работы было получение упрочняющих слоев на основе TiN на поверхности лезвий ножей фирмы Leitz (Германия) фрезерного инструмента, исследование элементного состава импортных ножей, влияния TiN-покрытий на износ лезвий фрезерного деревоорежущего инструмента при обработке ламинированных ДСтП.

**Основная часть.** TiN-покрытия осаждались на поверхность двухлезвийных ножей хвостовых фрез методом КИБ на установке ВУ-1Б «Булат» на кафедре деревообрабатывающих станков и инструментов (ДОСИ) БГТУ в два этапа – с предварительной обработкой ионами титана в вакууме  $10^{-3}$  Па при потенциале подложки 1 кВ и последующим нанесением покрытий при токе горения дуги катода 100 А и опорном напряжении 100 В в атмосфере азота при давлении  $10^{-1}$  Па. Для получения высокой адгезии покрытия к лезвию ножа варьировалось время предварительной ионной очистки и время непосредственного осаждения покрытия.