сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-87-916

Н.В.Махалдиани

О ПОВЕДЕНИИ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ПРОТЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1987

1. Адроны представляют собой протяженные частицы с характерным размером порядка 10^{-13} см [1]. Основу современных моделей единых теорий Всего составляют модели протяженных частиц струн [2], мембран [3], с характерным размером 10^{-33} см. Протяженные частицы, вихри, доменные стенки, мешки, солитоны и т.д. представляют собой адекватную форму описания коллективного поведения вещества в режиме сильной связи, когда характерный параметр нелинейности не мал.

Согласно стандартной модели космологии [4], Вселенная на раннем этапе развития представляла собой вещество при очень высоких температурах и плотностях. В реакциях столкновения тяжелых ионов достигаются высокие температуры и плотности адронного вещества [5,6]. Многочисленны фазовые превращения в физике конденсированного состояния при изменении температуры и плотности вещества. Все это указывает на важность исследования математических моделей протяженных частиц при высоких температурах и плотностях.

В данной работе в основу статистического описания системы протяженных частиц положена плотность состояний $\rho(E)$. Сначала мы получим асимптотическое выражение для плотности при высоких энергиях

$$\rho(E) = \frac{C}{E^A} e^{bE}, \tag{1}$$

затем приведем примеры и обсудим приложения.

2. Плотность состояний системы, заданной гамильтонианом, определяется так* :

$$\rho(E) = \operatorname{tr} \delta(E - \hat{H}), \tag{2}$$

где след берется по полной системе функции из гильбертова пространства оператора H . Рассмотрение легко обобщается на случай, когда кроме энергии имеются другие сохраняющиеся квантовые числа. Предположим, что спектр собственных значений гамильтониана $\{E_n\}$ снизу ограничен, а сверху нет. В представлении собственных функций оператора $\hat{H}$ след (2) запишем так:

---

* *Вместо δ-функции можно рассматривать сглаженные функции с шириной много меньше расстояний между уровнями $\hat{H}$. Реально уровни имеют конечную ширину.*

$$\rho(E) = \sum_n \delta(E - E_n) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha\, e^{i\alpha E}\, I(\alpha), \tag{3}$$

где

$$I(\alpha) = \sum_n e^{-i\alpha E_n}.$$

Контур интегрирования по α проведем в нижней части комплексной плоскости α, так, чтобы разложение для $I(\alpha)$ сходилось.

При больших значениях E применим приближение стационарной фазы

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi} \int d\alpha\, e^{\phi(\alpha)}, \tag{4}$$

где

$$\phi(\alpha) = i\alpha E + \ln I(\alpha).$$

Условие стационарности фазы $\phi'(\alpha) = 0$ дает $<E> = E$, где

$$<E> = \frac{\sum E_n e^{-i\alpha E_n}}{\sum e^{-i\alpha E_n}}. \tag{5}$$

На мнимой оси α, $<E>$ уменьшается монотонно, при $J m\alpha \searrow -\infty$, от бесконечно-большого положительного значения до E_0 — энергии основного состояния. Поэтому существует единственное решение уравнений (5), которое запишем в виде

$$\alpha_0 = -i\, b(E). \tag{6}$$

Подстановка (6) в интеграл (4) дает экспоненциальную часть формулы (1). Для определения степенной зависимости надо учитывать малые отклонения от α_0,

$$\phi(\alpha) = \phi(\alpha_0) + \frac{1}{2}\phi''(\alpha_0)(\alpha - \alpha_0)^2, \tag{7}$$

где

$$\phi''(\alpha_0) = <E^2> - <E>^2.$$

Следовательно, при больших значениях энергии E плотность состояний ведет себя согласно

$$\rho(E) = \frac{Z(b)\, e^{bE}}{\sqrt{2\pi(<E^2> - <E>^2)}}, \tag{8}$$

где $<E>$ и $Z(b)$ — среднее значение энергии и статистическая сумма системы при температуре $T = 1/b$. В формуле (1), $C \sim Z(b)$. Так как $<E^2> - <E>^2 > 0$ и $<E> = E$, то $A \geq 1$.

Отметим, что для состояний адронных резонансов соотношение (1) рассматривалось в работе [7]. Для протяженных частиц с произвольной целочисленной размерностью, а не только для моделей адронной струны [8], поведение (1) другим методом получено в работе [9]. Аналогичное нашему рассмотрение имеется, например, в работах [10,11]. Естественно предположить, что поведение (1) имеет место для протяженных частиц с произвольной ненулевой (фрактальной) размерностью, в том числе для фрактальных кластеров [12]. Для модели адронного мешка поведение (1) получено в работе [13], а для квантово-полевых моделей — в работе [14].

3. В случае квантовой системы с гамильтонианом $\hat{H}$ при высоких энергиях вычисление плотности состояний можно свести к классической задаче. Действительно, представим плотность состояний в виде

$$\rho(E) = \mathrm{tr}\,\delta(E - \hat{H}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha\, e^{i\alpha E}\, \mathrm{tr}\, e^{-i\alpha \hat{H}}. \tag{9}$$

Пусть для следа оператора эволюции $e^{-i\alpha\hat{H}}$ имеем представление через функциональный интеграл [15,16]. Например, для квантовой механики частицы в потенциале (см. Приложение)

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V(x),$$
$$\mathrm{tr}\, e^{-i\alpha\hat{H}} = \int_{x(0)=x(\alpha)} \frac{dx\,dp}{2\pi}\, e^{i\int_0^{\alpha} dt\,(p\dot{x} - H(p,x))}. \tag{10}$$

При высоких энергиях существенный вклад в (9) дают малые значения α и статические конфигурации $\dot{x} = 0$, поэтому

$$\mathrm{tr}\, e^{-i\alpha\hat{H}} = \int \frac{dx\,dp}{2\pi}\, e^{-i\alpha H(p,x)},$$

$$\rho(E) = \int \frac{dx\,dp}{2\pi}\, \delta(E - H(p,x)) = \int \frac{dx}{2\pi} \frac{2m}{\sqrt{2m(E - V(x))}}. \tag{11}$$

Число состояний $\int dE\,\rho(E)$ пропорционально объему подпространства фазового пространства, занимаемого системой. Например, для осцилляторного потенциала $V(x) = \frac{kx^2}{2}$ получаем

$$\rho(E) = \sqrt{\frac{m}{k}},$$

число состояний

$$N(E) = \int_0^E dE\,\rho(E) = \sqrt{\frac{m}{k}}\,E.$$

4. Из-за протяженной составной структуры адронов неизбежно следует наличие критической температуры, выше которой адрон как протяженная система не может существовать.

В качестве иллюстрации рассмотрим методический, точно решаемый пример частицы массы m в центрально-симметричном потенциале*

$$V(r) = \begin{cases} 0, & r < a \\ b\ln r/a, & r \geq a \end{cases} \tag{12}$$

в рамках классической статистической механики /24/. Для канонической статистической функции распределения имеем

$$Z(\beta) = \int \frac{d^3r\,d^3p}{(2\pi)^3}\, e^{-\beta H(p,r)} = \\ = \left(\frac{m}{2\pi\beta}\right)^{3/2} \int d^3r\, e^{-\beta V(r)} = \left(\frac{m}{2\pi\beta}\right)^{3/2} \frac{4\pi a^3}{3}\,\frac{\beta b}{\beta b-3}. \tag{13}$$

Отсюда видим, что необходимым условием применимости канонического описания является $\beta b > 3$ или $T < b/3 \equiv T_k$. Среднее значение энергии

$$\langle E\rangle = -\frac{\partial \ln Z(\beta)}{\partial\beta} = \frac{1}{2\beta} + \frac{1}{\beta - 3/b} \tag{14}$$

при $\beta \searrow \beta_k = 3/b$ расходится, поэтому критическая температура в данной модели недостижима. Для объема адрона имеем

$$\langle V\rangle = \frac{\int d^3r\,\frac{4\pi}{3}\,r^3 e^{-\beta V(r)}}{\int d^3r\,e^{-\beta V(r)}} = \frac{2\pi}{3}\,a^3\,\frac{\beta b-3}{\beta b-6}. \tag{15}$$

* *Логарифмический потенциал успешно применяют в задаче кваркония* /23/.

Для конечности среднего значения объема адрона необходимо, чтобы $T < b/6 = T_k/2 \equiv T_v$. Температуру T_v можно интерпретировать как температуру фазового перехода деконфайнмента. По достижении этой температуры адроны начинают перекрываться, и образуется новая фаза — кварк-глюонная.

Получим выражение для плотности состояний (11):

$$\rho(E) = \int \frac{d^3r\,d^3p}{(2\pi)^3}\,\delta(E - H(p,r)) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\alpha\, e^{i\alpha E} Z(i\alpha) =$$

$$= A\int d\alpha\, e^{\phi(i\alpha)}, \quad \phi(x) = Ex - \frac{1}{2}\ln bx - \ln(bx-3).$$

Условие стационарности фазы

$$\phi' = E - 1/2x - \frac{1}{x - 3/b} = 0,$$

сводится к уравнению

$$2Ex^2 - \left(\frac{6E}{b} + 3\right)x + \frac{3}{b} = 0,$$

с решениями

$$x_+ = \frac{3}{b} + \frac{1}{E} + O(E^{-2}), \quad x_- = \frac{1}{2E} + O(E^{-2}).$$

Нам нужно первое значение корня

$$\phi(x_+) = \frac{3E}{b} - \ln b/E + O(E^0)$$

$$\phi''(x_+) = E^2 + O(E).$$

Следовательно,

$$\rho(E) \sim e^{\frac{3E}{b}}. \tag{16}$$

Для энтропии $S = \phi(x_+)$ и температуры

$$\frac{1}{T} = \beta = \frac{\partial S}{\partial E}$$

получим

$$S = \frac{3E}{b} + \ln\frac{E}{b}, \quad T = (b/3)/(1 + b/3E).$$

Для ядерной температуры [29]

$$\frac{1}{T_n} = \frac{d}{dE}\ln\rho(E)$$

получим $T_n = b/3$. Значение энергий

$$\langle E\rangle = \int dE\,\rho(E)\,E\,e^{-\beta E} / \int dE\,\rho(E)\,e^{-\beta E}$$

при $T \quad T_k = b/3$ расходится, что согласуется с выводом на основе точной формулы (14).

Теперь рассмотрим потенциал типа

$$V(r) = \frac{\alpha}{r} + \kappa r, \quad \alpha, \kappa > 0. \tag{17}$$

Для статистической функции распределения имеем

$$Z(\beta) = \left(\frac{m}{2\pi\beta}\right)^{3/2} 4\pi \int_0^\infty dr\, r^2 e^{-\beta\left(\frac{\alpha}{r}+\kappa r\right)} = \left(\frac{m}{2\pi\beta}\right)^{3/2} 8\pi\left(\frac{\kappa}{\alpha}\right)^{3/2} K_3(2\beta\sqrt{\alpha\kappa}), \tag{18}$$

где K_n — функция Бесселя от мнимого аргумента. При высоких температурах, так как

$$K_3(x) \simeq 8/x^3, \qquad x \ll 1, \tag{19}$$

$$Z(\beta) \sim T^{9/2}.$$

При низких температурах

$$K_3(x) \simeq \left(\frac{\pi}{2x}\right)^{1/2} e^{-x}, \quad x \gg 1, \tag{20}$$

$$Z(\beta) \sim T^2 e^{-(2\sqrt{\alpha\kappa})/T}.$$

Следовательно, функция распределения $Z(\beta)$ определена для всех значений температуры. В примере (12) ограниченность температуры связана с тем, что при достаточно малых значениях β из-за очень слабого роста $V(r)$ интеграл (13) расходится (ответ аналитического продолжения отрицателен). Роль энергии играет $\ln r/a$, поэтому "плотность состояний" $r^2 \sim e^{bE}$.

Для плотности состояний модели (17) получим,

$$\rho(E) \sim \int d\alpha\, e^{\phi(i\alpha)},$$

где

$$\phi(x) = xE - \frac{3}{2}\ln x + \ln K_3(ax), \qquad a = 2\sqrt{\alpha\kappa}.$$

Условие стационарности фазы —

$$\phi' = E - \frac{3}{2}\,\frac{1}{x} + a\,\frac{K'_3(ax)}{K_3(ax)} = 0. \tag{21}$$

Ясно, что для стационарной точки $|x| \ll 1$, поэтому уравнение (21) с учетом (19) принимает вид

$$E - \frac{3}{2}\,\frac{1}{x} - \frac{3}{x} = 0,$$

откуда

$$x_0 = \frac{9}{2E}, \quad \phi(x_0) = 3/2\ln E + 3\ln E = 9/2\ln E;$$

Следовательно, для модели (17) при высоких энергиях плотность состояний растет степенным образом. С учетом малых отклонений, $\phi'' \sim E^2$, получим $\rho(E) \sim E^{7/2}$. Потенциал (17) соответствует "недостаточно" протяженной частице. Для него классическое статистическое описание имеет место при всех значениях температуры и не имеет места фазовый переход высвобождения кварков.

Для простой модели мешка [13] с энергией

$$E = \frac{A}{r} + Br + Cr^2 + Dr^2, \tag{22}$$

где $A, D > 0$; $B, C \geq 0$, применяемой для качественного описания адронов (см., например, [25]) и электронных связанных состояний в одной из моделей теории высокотемпературной сверхпроводимости [26], имеем аналогичные результаты.

Для получения экспоненциального поведения спектра (1) в моделях мешка необходимо учесть сильное вырождение (свободного) газа кварков и глюонов при высоких энергиях внутри мешка [13,27] и всевозможные деформации мешка, а не только сферически-симметричные.

Перейдем к рассмотрению термодинамики тяжелого ядра. Для вычисления плотности уровней ядра можно воспользоваться определенной моделью [28,29], но наиболее простое рассмотрение термодинамики ядра достигается [29–32], если предположить, что плотность уровней имеет вид*

**При температурах ядра порядка 1 МэВ, что соответствует энергиям возбуждения ядра порядка 30 МэВ, оболочечной структуры не чувствуется [32]. Учет сохраняющихся квантовых чисел углового момента, изотоп-спина, барионного числа, странности, четности и т.д. влияет на величину параметра A.*

$$\rho(E) = \frac{C}{E^A} e^{b\sqrt{E}}, \tag{23}$$

где параметры C, A и b определяются из эксперимента. Такое поведение в рамках модели свободного газа нуклонов получено в работе [33] и в рамках капельной модели ядра в работе [34].

В заключение отметим, что b и $Z(b)$ в соотношении (8), вообще говоря, зависят от энергии. Для теории свободной (супер) струны (например, [35]) и вообще для протяженных составных частиц, энергия которых пропорциональна объему, $b = \mathrm{const}$. Для моделей со степенной зависимостью плотности состояний от энергии, $b \sim \ln E/E$. Например, для модели (17), $b = 9/2 \ln E/E$. Для гравитирующих систем, например, для черной дыры, $b \sim E$ [36].

В последующих работах будут рассмотрены вопросы термодинамики систем протяженных частиц, адронов, струн, фрактальных кластеров при высоких температурах и плотностях.

Автор благодарит О.К.Пашаева за обсуждения и сотрудничество.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Представим след от оператора эволюции (10) в виде функционального интеграла. Имеем

$$e^{-i\alpha\hat{H}} = (e^{-i\epsilon\hat{H}})^N,$$

где $\epsilon N = \alpha$ и $\hbar = 1$. Рассмотрим $N \gg 1$ ($\epsilon \ll 1$), тогда*

$$e^{-i\epsilon\hat{H}} = e^{-i\epsilon\frac{V(\hat{x})}{2}} e^{-i\epsilon\frac{\hat{p}^2}{2m}} e^{-i\epsilon\frac{V(\hat{x})}{2}} + O(\epsilon^3),$$

$$\langle x_1|e^{-i\epsilon\hat{H}}|x_0\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} dp_1 \langle x_1|e^{-i\epsilon\frac{V(x_1)}{2}} e^{-i\epsilon\frac{p_1^2}{2m}}|p_1\rangle$$

$$\langle p_1|e^{-i\epsilon\frac{V(x_0)}{2}}|x_0\rangle$$

$$= \int dp_1 \langle x_1|p_1\rangle\langle p_1|x_0\rangle e^{-i\epsilon\left(\frac{p_1^2}{2m}+\frac{V(x_1)+V(x_0)}{2}\right)}$$

$$= \int \frac{dp_1}{2\pi} e^{i\epsilon\left(p_1\frac{x_1-x_0}{\epsilon}-\frac{p_1^2}{2m}-\frac{V(x_1)+V(x_0)}{2}\right)},$$

где

$$\langle x|p\rangle = \frac{e^{ipx}}{\sqrt{2\pi}},$$

$\{|x\rangle\}$ и $\{|p\rangle\}$ — полные системы собственных функций оператора координаты $\hat{x}$ и импульса $\hat{p}$ соответственно; из условий полноты функции $|p\rangle$ и $|x\rangle$

$$\int dp \langle x_2|p\rangle\langle p|x_1\rangle = \langle x_2|x_1\rangle = \delta(x_2 - x_1)$$

$$\int dx \langle p_2|x\rangle\langle x|p_1\rangle = \langle p_2|p_1\rangle = \delta(p_2 - p_1).$$

Для следа оператора эволюции получим

$$\mathrm{tr}\, e^{-i\alpha\hat{H}} = \lim_{N\to\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\prod_{k=0}^{N} dx_k\,\delta(x_0 - x_1),$$

$$\cdot \langle x_N|e^{-i\epsilon\hat{H}}|x_{N-1}\rangle \ldots \langle x_1|e^{-i\epsilon\hat{H}}|x_0\rangle$$

$$= \lim_{N\,E} \int dx_0\,\delta(x_0 - x_N) \int \prod_{k=1}^{N}\frac{dx_k dp_k}{2\pi}$$

$$\cdot\, e^{i\epsilon\sum_{k=1}^{N}\left[p_k\left(\frac{x_k - x_{k-1}}{\epsilon}\right) - \frac{p_1^2}{2m} - \frac{V(x_k)+V(x_{k-1})}{2}\right]}$$

$$\equiv \int_{x(0)=x(\alpha)} \left(\frac{dx(t)\,dp(t)}{2\pi}\right) e^{i\int_0^{\alpha} dt(p\dot{x} - H(p,x))}$$

Более аккуратное рассмотрение с учетом броуновского – фрактального характера траектории частиц, $\Delta x \sim \epsilon^{1/2}$, содержится в работах [17, 18].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. "Наука", М., 1984.*
2. *Барбашов Б.М., Нестеренко В.В. Модель релятивистской струны. "Энергоатомиздат", М., 1987.*
   Green M.B., Schwarz J.H., Witten E. Supersrting Theory. Cambridg Univ. Press, 1987.
3. *Bergshoeff E., Sezgin E., Townsend P.K. Properties of the Elevel Dimensional Supermembrane Theory IC/87/255, Trieste Preprint, 1987.*
4. *Линде А.Д. – УФН, 1984, т.144, №2, с.177.*
5. *Jacob M., Satz H. (Eds.) Quark Matter Formation and Heavy Ion Collisions. World Scientific, Singapore, 1982.*
6. *Cleymans J., Gavai R.V., Suhonen E. – Phys.Rep., 1986, 130, p.217.*

7. Hagedorn R. – Suppl. Nuovo Cimento, 1965, 3, p.147;
Hagedorn R., Ranft J. – Suppl. Nuovo Cimento, 1968, 6, p.169.
8. Frampton P.H. Dual Resonance Models. Lond. Benjamin 1974.
9. Dethlefcen J., Hielsen H.B., Tze H.C. – Phys.Lett., B, 1973, 48, p.48.
10. Martin P., Schwinger J. – Phys.Rev., 1959, 115, p.1342.
11. Румер Ю.Б. – ЖЭТФ, 1960, 38, № 6, с.1899.
12. Смирнов Б.М. – УФН, 1986, 149, с.177.
13. Chodos A. et al. – Phys.Rev.D, 1974, 9, p.3471.
14. Kapusta J. – Nucl.Phys.B, 1982, 196, p.1
15. Фейнман Р., Хиббс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. М. "Мир", 1968.
16. Глимм Дж., Джафе А. Математические методы квантовой физики. М.: "Мир", 1984.
17. Langonche F., Roekaerts D., Tirapegui E. Functional Integration and Semiclassical Expansions. Reidel, 1982.
18. Shiekh A.Y. Deriving the Path Integral from the Operator Formalism. IC/87/47 Trieste Preprint 1987.
19. Ivanenko D., Kurdgelaidze D.F. – Lett.Nuovo Cimento, 1969, 2, p.13.
20. Cabibbo N., Parisi G. – Phys.Lett.B, 1974, 59, p.67.
21. Polyakov A. – Phys.Lett.B, 1978, 72, p.477.
22. Susskind L. – Phys.Rev.D, 1979, 20, p.2610.
23. Quigg C. Quantum Chromodinamics Near the Confinement Limit. FERNULAB - Conf. 85, 126-T, 1985.
24. Боголюбов Н.Н., Боголюбов Н.Н. (мл.). Введение в квантовую статистическую механику. "Наука", М., 1984.
25. Takagi F. Thermodynamics of a Single Bag and Quark Deconfinement Phase Transition. TV/87/309, Tohoky Univ.Preprint, 1987.
26. Weinstein M. Are the New High Temperature Superconductors Strong Coupling Systems? SLAC-PUB-4272, 1987.
27. Kapusta J. – Phys.Rev.D, 1981, 23, p.2444.
28. Бете Г. Физика ядра, ч.II, М.-Л. ОГИЗ, 1948.
29. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. "Атомиздат", М., 1972.
30. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. "ИЛ", М., 1954, с.292.
31. Ставинский В.С. Плотность уровней атомных ядер. ЭЧАЯ, 1972, 3, №4, с.832.
32. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, т.1, 1971; т.2, 1977, "Мир", М.
33. Bethe H. – Phys.Rev., 1936, 50, p.332.
34. Ландау Л.Д. – ЖЭТФ, 1937, 7, с.819.
35. Kripfganz J., Perlt H. Cosmological Impact of Winding Strings DESY 87-074, 1987.
36. Hawking S.W. – Phys.Rev.D, 1976, 13, p.191.

**Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1987 года.**

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

Махалдиани Н.В. P2-87-916

О поведении плотности состояний протяженных частиц при высоких энергиях

Получено асимптотическое выражение для плотности состояний гамильтоновых систем при высоких энергиях. Квантовое статистическое описание при высоких энергиях сведено к классическому. Приводится точно решаемый пример статистической системы с ограниченной температурой. Обсуждается поведение плотности состояний протяженных частиц, адронов, ядер, релятивистских струн и мембран.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора.

Makhaldiani N.V. P2-87-916

On a Behaviour of the Density of States of Extended Particles at High Energies

The asymptotic formula for the density of states of a Hamiltonian systems is obtained. The quantum statistical description of the system at high energies is reduced to the classical one. An exactly solvable model with highest possible temperature is introduced. The behaviour of the density of states of extended particles, hadrons, nuclei, relativistic strings and membranes is considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987