АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ТОМ 17 ВЫПУСК 5

ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

СЕНТЯБРЬ — ОКТЯБРЬ

1979

МОСКВА

Журнал основан в 1963 году

Выходит 6 раз в год

УДК 536.777

К РАСЧЕТУ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ГАЗА МНОГОЭЛЕКТРОННЫХ АТОМОВ

Воробьев В. С., Юнгман В. С.

Строятся разложения термодинамических функций в ряды по степеням активности в большом каноническом ансамбле для плазмы, состоящей из электронов и многоэлектронных ионов, имеющих сложную внутреннюю структуру. Получено сходящееся выражение для статистической суммы атома, имеющего последовательности смещенных термов. Выполнены расчеты термодинамических функций атомарного кислорода и ксенона. Эти расчеты сопоставлены с более ранними, в которых использовалось искусственное ограничение вклада связанных состояний.

Возбужденные электронные состояния атомов вносят определенный вклад в статистическую сумму. Вопрос о величине этого вклада тесно связан с вопросом об ограничении статистической суммы атома. От способа этого ограничения могут зависеть рассчитанные величины термодинамических функций, равновесного состава, кинетических и оптических характеристик газа. Существует множество способов ограничения статистической суммы атома [1]. Вместе с тем известно [2, 3], что при правильном учете взаимодействия в плазме «проблемы» ограничения статистической суммы атома не возникает. Эта проблема имеет место в случае так называемой химической модели плазмы, т. е. плазмы, состоящей из электронов, ионов и атомов, находящихся в химическом равновесии. Авторы работ [2, 3] исходили из физической модели, где исходными частицами являются электроны и ионы. При правильном учете взаимодействия в такой системе возникают связанные электрон-ионные состояния — атомы. В этом случае статистическая сумма атома определяется формулой, впервые предложенной Планком [4] и затем обоснованной в работе Ларкина [3]. Согласно [3, 4] статсумма является сходящейся и зависит для данного элемента только от температуры *.

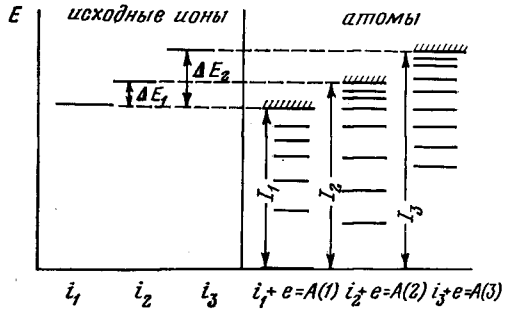
Однако результаты [2, 3] и последующих работ этого направления [5—7] не получили широкого распространения в массовых термодинамических расчетах. Отчасти это связано с тем, что результаты этих работ справедливы для водородоподобных систем и использование их для элементов, имеющих сложную структуру ионного остова, не очевидно.

* Отметим, что многие распространенные рецепты ограничения атомной статсуммы приводят к ее зависимости от концентрации электронов, например, ограничение на дебаевской энергии.

© Издательство «Наука»,
«Теплофизика высоких температур», 1979 г.

В настоящей работе проводится обобщение результатов [2, 3, 5—7] на случай плазмы, состоящей из электронов и многоэлектронных ионов. Последние могут находиться в различных состояниях возбуждения, образуя с валентным электроном последовательности смещенных термов соответствующего атома. Выделяя вклад атомарной компоненты, можно определить статистическую сумму атома, которая оказывается при этом конечной и отражает вклад всевозможных возбужденных состояний в термодинамические величины.

В соответствии с развитой в [9] методикой табулирования термодинамических свойств индивидуальных веществ нами были рассчитаны термодинамические функции атомарного кислорода и ксенона в диапазоне температур (5—20) · $\cdot 10^3$ К. При этом использовано выражение для статсуммы, полученное в настоящей работе. Для сравнения были выполнены также расчеты, когда при вычислении статсуммы учитывалось только основное состояние атома или все основные состояния, соответствующие каждому возбужденному иону,— валентные состояния [9]. Эти расчеты показали, что наиболее чувствительна к способу учета возбужденных состояний теплоемкость. Использование для этой величины данных, полученных при искусственном ограничении статистической суммы атома, может привести к заметным погрешностям.



1. Термодинамика плазмы многоэлектронных атомов, ионов, электронов. Рассмотрим систему взаимодействующих электронов и многоэлектронных ионов. Последние представляют собой частицы с внутренней структурой, определяемой системой энергетических уровней многоэлектронного иона. Каждый такой ион может находиться в различных возбужденных состояниях $1, 2, \ldots, k, \ldots$ (см. рисунок). Будем рассматривать ионы, обладающие определенной внутренней энергией, как отдельный сорт частиц. Тогда наша система состоит из компонент: электронов i_0 и ионов разных сортов i_k $(k=1, \ldots, n)$. В рамках большого канонического ансамбля каждая компонента характеризуется заданным значением активности. Так, для иона сорта i_k активность

$$z_k = \frac{e^{\beta\mu_i}}{\Lambda_i^3} g_k e^{-\beta\Delta E_k} = z_i g_k e^{-\beta\Delta E_k}, \tag{1}$$

где $\beta = 1/T$ — обратная температура; μ_i — химический потенциал иона; $\Lambda_i = \hbar\sqrt{2\pi\beta/m_i}$ — термическая длина волны; m_i — масса иона; ΔE_k — энергия возбуждения k-го состояния иона, отсчитанная от его основного состояния; g_k — статистический вес k-го состояния иона. Суммарное число невзаимодействующих ионов, очевидно, равно

$$n_i^0 = \sum_{k=1}^{n} z_k = \frac{e^{\beta\mu_i}}{\Lambda_i^3} \sum\nolimits_i, \tag{2}$$

где $\sum_i = \sum_k g_k \exp(-\beta\Delta E_k)$ — внутренняя статистическая сумма иона.

Электронный газ характеризуется активностью $z_0 = (e^{\beta\mu_e}/\Lambda_e^3) g_0$, где $g_0 = 2$ — статистический вес электрона.

Ионы с внутренней структурой и электроны взаимодействуют по закону Кулона. В результате этого взаимодействия образуются атомы, причем

взаимодействию i_k+e отвечает последовательность термов соответствующего атома $A(k)$. Эта последовательность сходится к ионизационному пределу I_k, отсчитанному от основного состояния атома и смещенному относительно потенциала ионизации атома в основном состоянии I_1 на величину $\Delta E_k=I_k-I_1$ (см. рисунок).

Наша задача состоит в том, чтобы, отталкиваясь от исходной системы невзаимодействующих электронов и ионов, путем правильного учета взаимодействия получить систему, соответствующую свободным электронам, ионам, атомам. Для этого воспользуемся методом групповых разложений в большом каноническом ансамбле для классических систем [8]. Расходимости на малых расстояниях, неизбежно возникающие при таком подходе, мы устраним позже, осуществляя в расходящихся выражениях переход к квантовомеханическому рассмотрению *. Запишем групповое разложение в большом каноническом ансамбле для уравнения состояния [8], ограничиваясь вторыми групповыми интегралами

$$\beta p=\sum_{k=0}^{n} z_k+\sum_{m,k=0}^{n} B_{km}z_kz_m, \tag{3}$$

$$n_k=z_k\frac{\partial}{\partial z_k}(\beta p), \tag{4}$$

где

$$B_{k,m}=B_{1k,1m}=4\pi\int_0^\infty r^2dr\,(e^{-\beta e_ke_m/r}-1), \tag{5}$$

e_k — заряд k-й компоненты

$$B_{k,k}=2\pi\int_0^\infty r^2dr\,(e^{-\beta e_k^2/r}-1). \tag{6}$$

Активности z_0 и z_k связаны условием электронейтральности

$$n_i^0=\sum_{k=1}^{n} z_k=z_0. \tag{7}$$

Из (5) и (6) следует, что

$$B_{00}=\frac{1}{2}B_{k,m},\qquad k\neq m\neq 0. \tag{8}$$

С учетом (8) после перегруппировки членов в (3) получим

$$\sum_{k,m=0}^{n} B_{km}z_kz_m=\sum_{k=1}^{n} z_0z_k(2B_{00}+B_{0k}). \tag{9}$$

Таким образом, независимыми оказываются групповые интегралы B_{00} и B_{0k}. Интегралы B_{00} и B_{0k} расходятся на больших расстояниях из-за дальнодействующего характера кулоновского потенциала. Интеграл B_{0k} расходится также и на малых расстояниях.

Для устранения расходимости на больших расстояниях необходим учет дебаевского экранирования, а на малых — переход к квантовомеханическому рассмотрению. Для осуществления этой процедуры удобно групповые интегралы представить в виде

$$B_{mk}=B_{mk}'+B_{mk}'',$$

* Отметим, что такой прием неоднократно использовался в работах по термодинамике плазмы.

где

$$B_{mk}' \sim \int_0 r^2 dr [e^{-\beta e_m e_k/r} - 1 + \beta e_k e_m/r - (\beta e_m e_k/r)^2/2], \tag{10}$$

$$B_{mk}'' \sim \int_0^\infty r^2 dr (\beta e_k e_m/r)^2/2. \tag{11}$$

Как видно, интеграл (11) расходится на больших расстояниях. Для устранения этой расходимости следует просуммировать вместе с (11) бесконечную последовательность членов, содержащихся в последующих групповых интегралах,— так называемые кольцевые диаграммы [7]. Выполняя такое суммирование методом, подробно изложенным в [7], получим, что выражение (11) следует заменить на

$$B_{mk}'' \sim \int_0^\infty r^2 dr (\beta e_k e_m/r)^2 e^{-\varkappa r}/2, \tag{12}$$

где $\varkappa = \sqrt{4\pi\beta e^2 \sum_{k=0}^{n} z_k}$ — обратный дебаевский радиус. С учетом (12) можно показать, что

$$\sum_{k=1}^{n} z_k z_0 (2B_{00}'' + B_{0k}'') = \frac{2\sqrt{\pi}(\beta e^2)^{3/2}}{3} \left(\sum_{k=0} z_k\right)^{3/2} \tag{13}$$

представляет хорошо известную дебаевскую поправку в давление плазмы.

Для вычисления короткодействующих частей вириального коэффициента B_{mk}' введем переменную $y = \beta e^2/r$, тогда

$$2B_{00}' + B_{0k}' = 4\pi(\beta e^2)^3 \int_0^\infty \frac{dy}{y^4} (e^y + e^{-y} - 2 - y^2). \tag{14}$$

Добавим и вычтем под знаком интеграла в (14) функцию

$$G(y) = e^y \Phi(\sqrt{y}) - \frac{2\sqrt{y}}{\sqrt{\pi}} - \frac{4y^{3/2}}{3\sqrt{\pi}} - \frac{8y^{5/2}}{15\sqrt{\pi}}, \tag{15}$$

где

$$\Phi(\sqrt{y}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^y dt e^{-t}/\sqrt{t}.$$

Эта функция обладает свойством

$$\int_0^\infty \frac{dy}{y^4} [e^y + e^{-y} - 2 - y^2 - G(y)] = 0. \tag{16}$$

Доказательство соотношения (16) приведено в приложении. Тогда (14) можно переписать в виде

$$2B_{00}' + B_{0k}' = 4\pi(\beta e^2)^3 \int_0^\infty \frac{dy}{y^4} G(y). \tag{17}$$

От (17) можно перейти к следующему представлению:

$$\frac{2B_{oo}'+B_{ok}'}{\Lambda_e^3}=\int\limits_{E<0} dE\int\frac{d\bar{p}d\bar{r}}{(2\pi\hbar)^3}\,\delta\left(E-\frac{p^2}{2m}+\frac{e^2}{r}\right)(e^{-\beta E}-1+\beta E). \qquad (18)$$

Если в этом выражении выполнить интегрирование по p, а затем по E, перейти к переменной y, получим (17). От выражения (18) можно уже совершить, пользуясь принципом соответствия, переход к его квантовомеханическому аналогу

$$g_0 g_k\frac{2B_{oo}'+B_{ok}'}{\Lambda_e^3}=\sum_{E_m(k)} g_m(k)\,[e^{\beta(I_k-E_m(k))}-1-\beta(I_k-E_m(k))]. \qquad (19)$$

В (19) энергия связи уровня $m(k)$ представлена в виде разности потенциала ионизации атома $A(k)-I_k$ и энергии возбуждения уровня $m(k)-E_m(k)$. Все отсчеты энергии ведутся от основного состояния атома. Такая запись удобна, поскольку в спектроскопических справочниках энергии возбужденных атомов отсчитываются от основного состояния атома. В левую часть формулы (19) введены множители g_0 и g_k, так как при записи статистического веса уровня атома m_k $g_m(k)$ учтены статистические веса компонент, из которых он образован.

Формула (19) справедлива для водородных систем. Распространим ее и на многоэлектронные атомы, используя экспериментальные значения энергии уровней. Такое предположение хотя и является в строгом смысле необоснованным, представляется правдоподобным. Для низколежащих уровней неводородоподобных уровней сложного атома (19) близко к обычной формуле Больцмана. Отклонения от нее наступают для высоковозбужденных состояний с $E\sim T$, которые становятся все более водородоподобными, так что можно считать, что для сложных атомов формула (19) носит отчасти интерполяционный характер.

Используя (2), (4), (6), (13), (19), запишем выражение для давления в виде

$$\beta p=z_0+n_i^0+n_a+\frac{2\sqrt{\pi}(\beta e^2)^{3/2}}{3}\left(\sum_{k=0}^{n} z_k\right)^{3/2}, \qquad (20)$$

где

$$n_a=\sum_{k=1} z_0 z_k\frac{\Lambda_e^3}{g_0 g_k}\sum_{E_m(k)} g_m(k)\,\{e^{\beta[I_k-E_m(k)]}-1-\beta[I_k-E_m(k)]\}. \qquad (21)$$

Вынося из-под знака суммы по $E_m(k)$ $e^{\beta I_k}$ и используя (1) для z_k с учетом того, что $I_k-\Delta E_k=I_1$, получим

$$n_a=e^{\beta(\mu_e+\mu_i)}\frac{e^{\beta I_1}}{\Lambda_e^3}\Sigma_a, \qquad (22)$$

где

$$\Sigma_a=\sum_{k=1}^{n}\sum_{E_m(k)}\{e^{-\beta E_m(k)}-e^{-\beta I_k}-e^{-\beta I_k}\beta[I_k-E_m(k)]\}g_m(k) \qquad (23)$$

— статистическая сумма атома, образованного электроном и ионами, находящимися в k-возбужденных состояниях.

Если допустить, что ион может находиться только в одном состоянии i_1, то (23) совпадает с формулой Планка для статистической суммы.

Для простоты мы ограничились случаем симметричной плазмы, содержащей однозарядные ионы, электроны и атомы. Подобным образом может

быть рассмотрена плазма, содержащая двух- или более кратные ионы с внутренней структурой. Можно показать, что их статистическая сумма будет также определяться формулой (23).

Используя (4) и проводя выкладки, аналогичные тем, что использовались при выводе (22), можно показать, что суммарная концентрация ионов

$$n_i = n_i^0 + n_a + \sqrt{\pi}(\beta e^2)^{3/2}(n_e^0 + n_i^0)^{1/2} n_i^0, \tag{24}$$

а суммарная концентрация электронов

$$n_e = n_e^0 + n_a + \sqrt{\pi}(\beta e^2)^{3/2}(n_e^0 + n_i^0)^{1/2} n_e^0, \tag{25}$$

где мы для симметрии записи обозначим $n_e^0 = z_e^0$. Формулы (24), (25), если в них пренебречь дебаевской поправкой, дают полное число электронов (ионов) в виде суммы свободных электронов n_e^0 и электронов, связанных в атомы n_a.

В широком диапазоне условий выполняется неравенство $\beta e^2 \varkappa \ll 1$, тогда в уравнениях (20), (24), (25) можно пренебречь дебаевскими поправками. Получим

$$\beta p = n_e^0 + n_i^0 + n_a; \quad n_e = n_e^0 + n_a; \quad n_i = n_i^0 + n_a. \tag{26}$$

Уравнение состояния в форме (26) можно уже трактовать как уравнение состояния смеси свободных электронов (n_e^0), ионов (n_i^0) и атомов (n_a). Из (22) следует, что концентрации n_i^0, n_e^0 и n_a связаны формулой Саха

$$n_a = (n_e^0 n_i^0 \Lambda_e^3 / 2\Sigma_i) e^{\beta I_i} \Sigma_a, \tag{27}$$

где атомная статистическая сумма является конечной и определяется формулой (23).

Вводя химический потенциал атомов $\mu_a = \mu_e + \mu_i$ и учитывая, что $\Lambda_i^3 \simeq \Lambda_a^3$, можем (22) записать в виде

$$n_a = (e^{\beta\mu_a} / \Lambda_a^3) e^{\beta I_i} \Sigma_a. \tag{28}$$

Последнее соотношение дает связь между химическим потенциалом атомов и их концентрацией и совместно с соотношением $\beta p_a = n_a$, отвечающим вкладу атомов в суммарное давление, позволяет получить основные соотношения для термодинамических функций атомарного газа. Следуя методике и обозначениям работы [9], запишем их для нормального давления 0,1 МПа

$$\Phi^0(T) = R \ln \Sigma_a + \Phi_{\text{пост}}; \quad [H^0(T) - H^0(0)]/T = R\left(T\frac{d\ln\Sigma_a}{dT} + 2{,}5\right),$$

$$S^0(T) = R\left(\ln\Sigma_a + T\frac{d\ln\Sigma_a}{dT} + 2{,}5\right);$$

$$c_p^0(T) = R\left(2T\frac{\ln\Sigma_a}{dT} + T^2\frac{d^2\ln\Sigma_a}{dT^2} + 2{,}5\right), \tag{29}$$

где $\Phi^0(T)$ — функция Гиббса; $H^0(T) - H^0(0)$ — изменение энтальпии; $S^0(T)$ — энтропия; $c_p^0(T)$ — теплоемкость при постоянном давлении; R — универсальная газовая постоянная. Составляющая поступательного движения вычисляется по формуле [9]

$$\Phi^0_{\text{пост}} = R(1{,}5 \ln A + 2{,}5 \ln T - 3{,}665). \tag{30}$$

В (30) A — атомный вес. Подставляя в (29) выражение для Σ_a и выполняя дифференцирование, получим

$$\frac{H^0(T) - H^0(0)}{T} = R\left\{\frac{hc}{kT} I_1 + \sum_{k=1}^{n} \sum_{m_k} g_m(k)(I_k - E_m(k)) \times\right.$$

$$\times(1-e^{\frac{hc}{kT}(I_k-E_m(k))})/\Sigma_a+2,5\Big\}, \qquad (31)$$

$$c_p^0(T)=R\Big\{\sum_{k=1}\sum_{m_k} g_m(k)\left[\frac{hc}{kT}(I_k-E_m(k))\right]^2 e^{\frac{hc}{kT}(I_k-E_m(k))}/\Sigma_a-$$

$$-\Big[\sum_{k=1}^{n}\sum_{m_k} g_m(k)\frac{hc}{kT}(I_k-E_m(k))(1-e^{\frac{hc}{kT}(I_k-E_m(k))})/\Sigma_a\Big]^2+2,5\Big\}, \qquad (32)$$

где I_1 — первый потенциал ионизации атома, величины I_k и $E_m(k)$ в формулах (31), (32) выражены в см$^{-1}$.

2. Расчет термодинамических функций атомарного кислорода и ксенона. По формулам (29) — (32) были рассчитаны термодинамические функции кислорода и ксенона. Исходными данными служили уровни

Таблица 1

Кислород

Термодинамические функции	$T\cdot10^{-3}$, К	По (29)—(32)	Основная конфигурация	Валентные состояния
$\Phi^0(T)$, Дж·К$^{-1}$·моль$^{-1}$	5	199,279	199,277	199,274
	10	214,201	214,197	214,194
	15	223,228	223,176	223,186
	20	229,865	229,614	229,715
$S^0(T)$, Дж·К$^{-1}$·моль$^{-1}$	5	220,469	220,466	220,464
	10	236,150	236,130	230,131
	15	245,883	245,494	245,609
	20	253,392	252,031	252,790
$c_p^0(T)$, Дж·К$^{-1}$·моль$^{-1}$	5	21,799	21,799	21,799
	10	23,306	23,137	23,171
	15	25,120	22,933	23,803
	20	26,756	22,499	26,787
$H^0(T)-H^0(0)$, кДж·моль$^{-1}$	5	105,948	105,947	105,948
	10	219,492	219,335	219,364
	15	339,826	334,763	335,914
	20	470,537	448,339	465,063

энергии, рекомендованные в [10]. Для кислорода, например, использовались три серии энергетических уровней, соответствующих возбуждению одного $2p$-электрона: $1s^22s^22p^3(^4S)nl$, $1s^22s^22p^3(^2D)nl$ и $1s^22s^22p^3(^2P)nl$ с соответствующими ионизационными пределами 109 837, 136 650, 150 300 см$^{-1}$. Все остальные серии уровней атома кислорода имеют энергии заведомо более высокие, чем необходимо учитывать при рассматриваемых температурах. Аналогично учитывались и различные серии уровней Хе. Результаты расчета сведены в табл. 1 и 2. В первом столбце каждой из таблиц представлены данные, полученные по методике, излагаемой в настоящей работе. Во втором столбце представлены результаты расчета, в котором при вычислении статсуммы учитывалось только основное состояние атома. В третьем столбце учитывались основные состояния каждой последовательности термов, соответствующей определенному состоянию иона. Цель двух последних расчетов — выявить, насколько те или иные термодинамические функции чувствительны к способу учета возбужденных состояний. Отметим, что такие способы ограничения атомной статсуммы часто используются в практике. Естественно, что роль возбужденных состояний

растет с ростом температуры. Все термодинамические функции с ростом температуры начинают зависеть от того, как учтены возбужденные состояния. Особенно критичной оказывается теплоемкость $c_p^0(T)$ ксенона, $c_p^0(T)$ для кислорода не столь чувствительна.

Такое различие в поведении теплоемкостей двух элементов связано с особенностями схемы термов. В частности, у ксенона возбужденные состояния расположены весьма густо и многие из них попадают в интервал энергии $E \sim T$.

Таблица 2

Ксенон

Термодинамические функции	$T \cdot 10^{-3}$, К	По (29)—(32)	Основная конфигурация	Валентные состояния
$\Phi^0(T)$, Дж·К$^{-1}$·моль$^{-1}$	5	207,378	207,395	207,397
	10	221,800	221,803	221,809
	15	230,586	230,231	230,527
	20	237,804	236,210	238,344
$S^0(T)$, Дж·К$^{-1}$·моль$^{-1}$	5	228,164	228,181	228,183
	10	242,423	242,588	242,654
	15	253,706	251,016	253,724
	20	264,998	256,996	270,989
$c_p^0(T)$, Дж·К$^{-1}$·моль$^{-1}$	5	20,786	20,786	20,786
	10	22,185	20,786	21,514
	15	34,555	20,786	40,274
	20	41,144	20,786	78,939
$H^0(T)-H^0(0)$, кДж·моль$^{-1}$	5	103,930	103,929	103,930
	10	209,236	207,859	208,450
	15	346,808	311,788	347,961
	20	543,888	415,717	652,894

Как видно из таблицы, предлагаемый метод расчета может дать значения, вдвое отличные от величин, полученных с помощью искусственного ограничения статсуммы.

В работе [11] измерялась внутренняя энергия ксеноновой плазмы при температурах (4000—18 000) К. Как показали наши расчеты, зависимость внутренней энергии от способа учета возбужденных состояний в этих условиях выражена весьма слабо. Прямые измерения теплоемкости атомарного ксенона нам в настоящее время не известны.

Выполненные расчеты показали существенную роль возбужденных состояний при определении некоторых термодинамических функций. Рассмотренный метод расчета термодинамических функций атомарных газов основан на последовательном учете взаимодействия в системе многоэлектронных ионов и электронов. В этой связи расчет вклада возбужденных состояний в термодинамические функции с его помощью представляется более надежным, чем использование для этой цели эвристических способов ограничения атомной статсуммы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим

$$I=\int_0^\infty \frac{dy}{y^4}(e^y+e^{-y}-2-y^2-G(y)), \qquad (\text{П.1})$$

где $G(y)$ определяется формулой (15). После трехкратного интегрирования (П.1) по частям получим

$$I=\frac{1}{6}\int_0^\infty \frac{dy}{y}(e^y-e^{-y}-e^y\Phi(\sqrt{y})). \qquad (\text{П.2})$$

Запишем (П.2) в виде

$$6I=\int_{y'}^{\infty}\frac{dy}{y}e^{y}(1-\Phi(\sqrt{y}))-\int_{y'}^{\infty}\frac{dy}{y}e^{-y};\qquad y'\to 0. \tag{П.3}$$

Для вычисления первого интеграла в (П.3) воспользуемся соотношением

$$e^{u^2}[1-\Phi(u)]=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{0}^{\infty}dx\exp\left(-\frac{x^2}{4}-ux\right), \tag{П.4}$$

после чего свойство (16) легко доказывается.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 VIII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. Margenaw, M. Lewis.* Rev. Mod. Phys., *31*, 56, 1956.
2. *А. А. Веденов, А. И. Ларкин.* ЖЭТФ, *36*, 1133, 1959.
3. *А. И. Ларкин.* ЖЭТФ, *38*, 1896, 1960.
4. *M. Plank.* Ann. Phys., *75*, 673, 1924.
5. *Ю. Г. Красников.* ЖЭТФ, *53*, 2223, 1967.
6. *В. П. Копышев.* ЖЭТФ, *55*, 1304, 1968.
7. *G. Bartschw, W. Ebeling.* Beitr. Plasmaphys., *5*, 393, 1971.
8. *Т. Хилл.* Статистическая механика. ИЛ, 1960.
9. *Л. В. Гурвич и др.* Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Изд. АН СССР, 1962.
10. *Ch. Moore.* AEL, 3, Washington, 1971.
11. *С. И. Андреев, Т. В. Гаврилова.* ТВТ, *13*, 174, 1975.