смещение сферы определяется формулой (22)

$$S_i = k_2 a^3 \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N} \frac{\cos \varphi_j}{l_{ij}^2}, \tag{22}$$

$$k_2 = \frac{2\rho \Delta a \dot{a}}{3\eta}.$$

Если Re>2000, следует пользоваться (16), когда 2000>Re>1 — формулой (21), если Re<1 — формулой (22).

Изложенные выше результаты позволяют сделать вывод, что в случае периодических изменений температуры может иметь место процесс разделения оболочки на минералогические фракции при температурах более низких, чем температура плавления горных пород. Пульсирующие кристаллы выжимают горные массы вверх, в сторону низких давлений. Смещение происходит как путем медленного течения, так и толчками. Толчки возникают, когда напряжения превысят предел упругости горной породы. Каждый толчок фиксируется на поверхности планеты в виде сильного или слабого землетрясения в зависимости от того, какая масса, на какой глубине и с какой скоростью участвует в движении. С изложенных позиций землетрясения земного шара можно рассматривать как механическое выражение процесса разделения земной оболочки на минералогические фракции под действием сил Бьеркнеса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Birch F. Elasticity and constitution of the Earth's interior.— J. Geoph. Res., 1952, 57, N 2, p. 227—286. [2] Магницкий В. А. К вопросу о плотности и сжимаемости оболочки Земли.— Вопросы космогонии, 1952, 1, с. 15—33. [3] Авдулов М. В. Проблемы эволюции земной коры на примере Кавказа и Крыма. М., 1979, с. 78—79. [4] Bjerknes V. Hydrodynamisch Fernkraft. Leipzig, 1900, 300 p. [5] Воинов О. В., Головин А. М. Уравнение Лагранжа для системы пузырей изменяющихся радиусов в жидкости малой вязкости.— Изв. АН СССР. Сер. Мех. жидкости и газа, 1970, № 3, с. 117—123. [6] Хирт Дж., Лоте Н. Теория дислокаций. М., 1972, с. 144—145. [7] Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. М., 1974, с. 257. [8] Беньоф Х. Связь разрыва Уайт-Вульф с региональной тектонической картиной.— В кн.: Слабые землетрясения. М., 1961, с. 220—225. [9] Verhoogen J. Phase change and convection in the Earth's mantle.— Phill. Trans. Roy. Soc. London, A, 288, 1968, p. 276—283.

Поступила в редакцию
02.01.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 3

УДК 536.750,53:519.25

АДМИТАНСНЫЕ ФУНКЦИИ И ТРЕХВРЕМЕННЫЕ МОМЕНТЫ В НЕЛИНЕЙНОЙ НЕРАВНОВЕСНОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ

Р. Л. Стратонович, А. В. Толстопятенко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Введение. Как известно [1—2], квадратичная флуктуационно-диссипационная теорема (ФДТ) позволяет находить третий трехвременной момент тепловых флуктуаций любых термодинамических параметров в произвольных системах, если известны соответствующие квад-

ратичные адмитансные функции. В настоящей работе за исходное взяты релаксационные уравнения с внешними силами, имеющие вид

$$\dot{A}_\alpha = f_\alpha(\mathbf{A}, \mathbf{h}). \tag{1}$$

Здесь $A_\alpha = \langle B_\alpha \rangle$ — неравновесные средние значения флуктуирующих внутренних термодинамических параметров B_α, h_α — сопряженные с ними внешние силы. Функции $f_\alpha(\mathbf{A}, \mathbf{h})$ предполагаются известными. Уравнения (1) взяты в форме уравнений первого порядка, поскольку уравнения произвольного порядка могут быть приведены к уравнениям первого порядка увеличением числа компонент. Индекс α для простоты выкладок предполагается дискретным, хотя результаты тривиальным образом могут быть распространены на случай континуального числа переменных. При этом суммы следует заменить на интегралы.

Адмитансные функции находятся путем решения уравнений (1). Полученные функции подставляются в неквантовый вариант формулы, выражающей квадратичную ФДТ, которая предварительно приведена к более удобному виду. В результате вычисляется трехвременной момент равновесных тепловых флуктуаций.

Результаты можно, в частности, применить к тому случаю, когда внутренние параметры $B_\alpha(t)$ образуют в совокупности марковский процесс. В этом случае входящая в (1) функция $\mathbf{f}(\mathbf{A}, \mathbf{h})$ связана с первым коэффициентом обобщенного уравнения Фоккера — Планка (коэффициентом сносов). В марковском случае, как известно, для вычисления третьего момента можно применять методы марковской нелинейной неравновесной термодинамики [3, 4]. Поэтому результаты настоящей работы позволяют установить связь между результатами таких различных и самостоятельных теорий, как немарковская и марковская нелинейная неравновесная термодинамика. В частности, получает окончательное решение вопрос, можно ли уравнение (1) с внешними силами в квадратично-линейном приближении восстановить по коэффициенту сноса без сил, или, что то же самое, по уравнению $\dot{\mathbf{A}} = \mathbf{f}(\mathbf{A}, 0)$ без сил.

2. Вычисление адмитансных функций по релаксационному уравнению. Как известно, отклик среднего значения внутреннего термодинамического параметра на возмущение, обусловленное действием сопряженных внешних сил $h_\alpha(t)$, можно представить в виде разложения

$$\langle B_{\alpha_1}(t_1)\rangle_{\text{возм}} = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n-1)!} \int \ldots \int G_{\alpha_1 \ldots \alpha_n}(t_1, \ldots, t_n)\, h_{\alpha_2}(t_2) \ldots h_{\alpha_n}(t_n)\, dt_2 \ldots dt_n =$$

$$= \sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{(n-1)!} G_{1\ldots n} h_2 \ldots h_n. \tag{2}$$

Здесь и в дальнейшем пару (α_l, t_l) будем обозначать одним индексом l, причем в случае повторяющихся индексов l подразумевается суммирование по α_l и интегрирование по t_l, $l = 1, 2, \ldots$.

Формула (2) является определением адмитансных функций $G_{1\ldots n}$, удовлетворяющих условию причинности

$$G_{\alpha_1 \ldots \alpha_n}(t_1 \ldots t_n) = 0 \text{ при } t_1 < \max(t_2, \ldots, t_n) \tag{3}$$

и симметрии относительно перестановок пар;

$$G_{1\ldots k \ldots l \ldots n} = G_{1\ldots l \ldots k \ldots n} \text{ при } k > 1,\ l > 1. \tag{4}$$

Предполагаем, что внутренние параметры удовлетворяют релаксационным уравнениям (1). Разлагая функцию $f_\alpha(\mathbf{A}, \mathbf{h})$ в ряд Тейлора по $\mathbf{A}$ и $\mathbf{h}$, из (1) получаем

$$\dot{A}_\alpha = f_{\alpha\beta}A_\beta + g_{\alpha\beta}h_\beta + \frac{1}{2} f_{\alpha\beta\gamma}A_\beta A_\gamma + g_{\alpha\beta\gamma}h_\beta A_\gamma + \frac{1}{2} e_{\alpha\beta\gamma}h_\beta h_\gamma + \ldots, \quad (5)$$

где через $f_{\alpha\beta}$, $g_{\alpha\beta}$, $f_{\alpha\beta\gamma}$ обозначены соответствующие производные в нулевой точке. Без ограничения общности положено, что $f_\alpha(0, 0) = 0$; это связано лишь с выбором начала координат в пространстве значений $\mathbf{A}$ и $\mathbf{h}$. Точки обозначают более высокие члены разложения. Подставим в (5) разложение (2) в качестве A_α и приравняем порознь члены различных порядков по $\mathbf{h}$. Получаем такие уравнения:

$$\frac{d}{dt_1} G_{\alpha\beta}(t_1, t_2) = f_{\alpha\gamma}G_{\gamma\beta}(t_1, t_2) + g_{\alpha\beta}\delta(t_1 - t_2) \text{ при } t_1 \geqslant t_2,$$

$$\frac{d}{dt_1} G_{\alpha\beta\gamma}(t_1, t_2, t_3) = f_{\alpha\delta}G_{\delta\beta\gamma}(t_1, t_2, t_3) + f_{\alpha\delta\rho}G_{\delta\beta}(t_1, t_2)G_{\rho\gamma}(t_1, t_3) +$$
$$+ g_{\alpha\delta\gamma}G_{\delta\beta}(t_1, t_2)\delta(t_1 - t_3) + g_{\alpha\delta\beta}G_{\delta\gamma}(t_1, t_3)\delta(t_1 - t_2) +$$
$$+ e_{\alpha\beta\gamma}\delta(t_1 - t_2)\delta(t_1 - t_3) \text{ при } t_1 \geqslant \max(t_2, t_3). \quad (6)$$

Полученные уравнения можно решать, используя то обстоятельство, что $G_{1\ldots n}$ зависит лишь от разностей времен $t_{12} = t_1 - t_2, \ldots, t_{1n} = t_1 - t_n$, а также принимая во внимание (3) в качестве начальных условий. Первое уравнение (6) имеет такое решение:

$$G_{12} = V_{13}g_{32}, \quad (7)$$

где

$$g_{32} = g_{\alpha_3\alpha_2}\delta(t_{32}), \; V_{13} = (e^{-Dt_{13}})_{\alpha_1\alpha_3}\eta(t_{13}),$$
$$D \equiv -\|f_{\alpha\beta}\|, \; 2\eta(t) = 1 + \operatorname{sign}(t). \quad (8)$$

Аналогичным образом будем интегрировать при фиксированных t_2, t_3 второе уравнение (6), куда следует подставить (7).

Умножив (матрично) это уравнение на e^{Dt_1} будем интегрировать его по t_1 от $\max(t_2, t_3)$ до некоторого значения. Учитывая также (3), получим

$$G_{123} = Y_{145}g_{42}g_{53} + V_{14}g_{453}V_{56}g_{62} + V_{14}g_{452}V_{56}g_{63} + V_{14}e_{423}. \quad (9)$$

Здесь

$$Y_{123} = V_{14}f_{456}V_{52}V_{63}, \quad (10)$$

$$g_{453} = g_{\alpha_4\alpha_5\alpha_3}\delta(t_{45})\delta(t_{53}),$$
$$e_{423} = e_{\alpha_4\alpha_2\alpha_3}\delta(t_{42})\delta(t_{23}),$$
$$f_{456} = f_{\alpha_4\alpha_5\alpha_6}\delta(t_{45})\delta(t_{56}). \quad (11)$$

Вследствие дельта-образного характера функций g_{12} и (11), в найденном выражении (9) имеется по существу лишь один нетривиальный интеграл — это интеграл по t_4 в (10) в пределах от $\max(t_2, t_3)$ до t_1. Данный интеграл можно вычислить и получить

$$Y_{123} = F_{145}V_{42}V_{53} - V_{14}F_{452}V_{63} \text{ при } t_2 \geqslant t_3, \quad (12)$$

где $F_{123} = F_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}\delta(t_{12})\delta(t_{23})$, а $F_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}$ есть решение уравнений

$$D_{\alpha_1\alpha_4}F_{\alpha_4\alpha_2\alpha_3} - F_{\alpha_1\alpha_4\alpha_3}D_{\alpha_4\alpha_2} - F_{\alpha_1\alpha_2\alpha_4}D_{\alpha_4\alpha_3} = f_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}. \quad (13)$$

3. Применения ФДТ для отыскания третьего момента.

1. В неквантовом случае квадратичная ФДТ [1, 2] дает

$$\beta^2 p_2 M_{123} = p_3^{-1}(G_{123} + G^B_{123} - G_{213} - G^B_{213}) + p_1^{-1}(G_{321} + G^B_{321} - G_{213} - G^B_{213}), \tag{14}$$

где $G^B_{123} = \varepsilon_{\alpha_1}\varepsilon_{\alpha_2}\varepsilon_{\alpha_3} G_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}(-t_1, -t_2, -t_3)$ — временно-сопряженная функция, а $p_l = \dfrac{d}{dt_l}$ во временном представлении. При $t_1 \geqslant t_2 \geqslant t_3$ формулу (14) можно привести к виду

$$\beta^2 M_{123} = \int\limits_{-\infty}^{t_2} dt_2' \int\limits_{-\infty}^{t_3} dt_3' G_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}(t_1, t_2', t_3') -$$

$$- \varepsilon_{\alpha_1}\varepsilon_{\alpha_2}\varepsilon_{\alpha_3} \int\limits_{t_3}^{t_2} dt_2' \int\limits_{t_1}^{\infty} dt_1' G_{\alpha_3\alpha_2\alpha_1}(-t_3, -t_2', -t_1'). \tag{15}$$

2. В линейной теории аналогом формулы (15) является следующая простая формула:

$$\beta M_{12} = \int\limits_{-\infty}^{t_2} dt_2' G_{\alpha_1\alpha_2}(t_1, t_2') \text{ при } t_1 \geqslant t_2.$$

Подставляя сюда (7) при учете (8), после интегрирования будем иметь

$$\beta M_{12} = V_{\alpha_1\alpha_3}(t_{12}) D^{-1}_{\alpha_3\alpha_4} g_{\alpha_4\alpha_2} \text{ при } t_1 \geqslant t_2 \tag{16}$$

(матрица D предполагается положительно определенной). Отсюда, в частности, находим единовременный, т. е. равновесный, второй момент

$$[M_{12}]_{t_{12}=0} \equiv \beta^{-1} R_{\alpha_1\alpha_2} = \beta^{-1} D^{-1}_{\alpha_1\alpha_4} g_{\alpha_4\alpha_2}. \tag{17}$$

Используя условие временной симметрии второго момента [5], $M_{12} = M^B_{21}$, из (16) с учетом (17) можно получить следующие полезные соотношения:

$$R_{\alpha_1\alpha_2} = \varepsilon_{\alpha_1}\varepsilon_{\alpha_2} R_{\alpha_2\alpha_1}, \quad \varepsilon_{\alpha_1}\varepsilon_{\alpha_2} D^T_{\alpha_1\alpha_2} = R^{-1}_{\alpha_1\alpha_3} D_{\alpha_3\alpha_4} R_{\alpha_4\alpha_2},$$

$$\varepsilon_{\alpha_1}\varepsilon_{\alpha_2} V^T_{\alpha_1\alpha_2}(t_{12}) = R^{-1}_{\alpha_1\alpha_3} V_{\alpha_3\alpha_4}(t_{12}) R_{\alpha_4\alpha_2}. \tag{18}$$

3. Подставим (9) и (12) в (15) и проведем интегрирование. Как показывают выкладки, первый интеграл в (15) принимает такой вид:

$$\int\limits_{-\infty}^{t_2} dt_2' \int\limits_{-\infty}^{t_3} dt_3' G_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}(t_1, t_2', t_3') = Y_{145} R_{42} R_{53} + V_{14}\varphi_{456}(R^{-1}VR)_{53} I^-_{62} +$$

$$+ V_{14} D^{-1}_{45}(e_{573} + g'_{573} + g'_{537} + f''_{573}) I_{72}, \tag{19}$$

где

$$\varphi_{123} \equiv g'_{123} + f''_{123}, \quad g'_{123} = g_{124} R_{43}, \quad f'_{123} = f_{124} R_{43}, \quad f''_{123} = f_{145} R_{43} R_{52},$$

$$I^+_{12} = \delta_{\alpha_1\alpha_2}\eta(t_{12}), \quad I^-_{12} = \delta_{\alpha_1\alpha_2}\eta(t_{21}), \quad I_{12} = \delta_{\alpha_1\alpha_2} = \begin{cases} 1, & \alpha_1 = \alpha_2, \\ 0, & \alpha_1 \neq \alpha_2. \end{cases} \tag{20}$$

Если в этой формуле положить $t_1 = t_2 = t_3$, то получим

$$S_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3} = D^{-1}_{\alpha_1\alpha_5}(e_{\alpha_5\alpha_2\alpha_3} + g'_{\alpha_5\alpha_2\alpha_3} + g'_{\alpha_5\alpha_3\alpha_2} + f''_{\alpha_5\alpha_2\alpha_3}), \tag{21}$$

где согласно (15) $\beta^{-2}S_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3}$ — равновесный третий момент.

Вычисление второго члена в (15) дает

$$-\varepsilon_{\alpha_1}\varepsilon_{\alpha_2}\varepsilon_{\alpha_3}\int\limits_{t_1}^{t_3} dt_2' \int\limits_{t_1}^{\infty} dt_1' G_{\alpha_3\alpha_2\alpha_1}(-t_3, -t_2', -t_1') =$$

$$= Y^B_{345}R_{42}R_{51} - [V_{34}\varphi_{456}(R^{-1}VR)_{51}\, I^{+}_{62}]^B. \tag{22}$$

Объединяя (19), (22) с учетом (18) и (20), (21), получим в силу (15)

$$M_{123} = Y_{145}R_{42}R_{53} + Y^B_{345}R_{42}R_{51} + V_{14}S_{453}I_{52} +$$

$$+ V_{14}(\varphi_{456} - \varepsilon_{456}\varphi_{546})(\varepsilon V^T\varepsilon)_{53}\, I_{62} \tag{23}$$

$$(\varepsilon_{123} \equiv \varepsilon_{\alpha_1}\varepsilon_{\alpha_2}\varepsilon_{\alpha_3}).$$

Используя условие временной симметрии третьего момента $M_{123} = M^B_{321}$ (см. [5]), из (23) можно получить равенство

$$V_{14}(\varphi_{456} - \varepsilon_{456}\varphi_{546})(\varepsilon V^T\varepsilon)_{53}\, I_{62} = -V_{14}S_{453}I_{52} + \varepsilon_{123}S_{451}V^T_{43}I_{52}, \tag{24}$$

из которого следует соотношение

$$\varphi_{123} - \varepsilon_{123}\varphi_{213} = D_{14}S_{423} - (\varepsilon D\varepsilon)_{34}S_{421}. \tag{25}$$

Как нетрудно убедиться, оно обращает (24) в тождество и, следовательно, необходимо и достаточно для его выполнения.

Подставляя (25) в (23) и выполняя интегрирование по t_4 в третьем члене, мы получим окончательное выражение для третьего момента

$$M_{123} = Y_{145}R_{42}R_{53} + Y^B_{345}R_{42}R_{51} + V_{14}S_{452}(\varepsilon V^T\varepsilon)_{53} \text{ при } t_1 \geqslant t_2 \geqslant t_3. \tag{26}$$

Входящая сюда функция Y_{123} определяется формулами (12)—(13).

4. Применение соотношений марковской неравновесной термодинамики. Если процесс $B_\alpha(t)$ является марковским, то плотность распределения $w(\mathbf{B})$ при наличии внешних сил подчиняется уравнению

$$\dot{w}(\mathbf{B}) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \frac{\partial^n}{\partial B_{\alpha_1}\ldots\partial B_{\alpha_n}} [K_{\alpha_1\ldots\alpha_n}(\mathbf{B}, \mathbf{h})\, w(\mathbf{B})]. \tag{27}$$

Релаксационные уравнения (1) в этом случае имеют вид (см. [3, 4]):

$$\dot{A}_\alpha = \varkappa_\alpha(\mathbf{a}(\mathbf{A}), \mathbf{h}), \text{ где } \varkappa_\alpha(\mathbf{a}, \mathbf{h}) = \int K_\alpha(\mathbf{B}, \mathbf{h})\, w_{\mathbf{a}}(\mathbf{B})\, d\mathbf{B},$$

а $\mathbf{a}(\mathbf{A})$ — зависимость, обратная к зависимости

$$A_\alpha(\mathbf{a}) = \int B_\alpha w_{\mathbf{a}}(\mathbf{B})\, d\mathbf{B} = -\frac{\partial\Phi(\mathbf{a})}{\partial a_\alpha}. \tag{28}$$

В последних формулах

$$w_{\mathbf{a}}(\mathbf{B}) = \exp[\beta\Phi(\mathbf{a}) - \beta F_0(\mathbf{B}) + \beta\mathbf{a}\mathbf{B}], \quad (\beta^{-1} = kT).$$

Это распределение имеет смысл неравновесного распределения, которое было бы равновесным, если бы внешние силы равнялись не h_α, а a_α.

Используя приведенные выше формулы, можно связать коэффициенты разложения (5) с производными функции $\varkappa_\alpha(\mathbf{a}, \mathbf{h})$ в нулевой

точке. С нужной нам точностью (в первом приближении по параметру нелинейности) имеем такие соотношения:

$$-D_{\alpha\beta} \equiv f_{\alpha\beta} = \frac{\partial \varkappa_\alpha}{\partial a_\gamma} R^{-1}_{\gamma\beta}, \quad g_{\alpha\beta} = \frac{\partial \varkappa_\alpha}{\partial h_\beta};$$

$$f_{\alpha\beta\gamma} = \frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial a_\rho \partial a_\sigma} R^{-1}_{\rho\beta} R^{-1}_{\sigma\gamma} - \frac{\partial \varkappa_\alpha}{\partial a_\rho} R^{-1}_{\rho\sigma} S_{\sigma\mu\nu} R^{-1}_{\mu\beta} R^{-1}_{\nu\gamma},$$

$$g_{\alpha\beta\gamma} = \frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial h_\beta \partial a_\rho} R^{-1}_{\rho\gamma}, \quad e_{\alpha\beta\gamma} = \frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial h_\beta \partial h_\gamma} \quad \text{при } \mathbf{a} = \mathbf{h} = 0. \tag{29}$$

Напомним, что $\beta^{-1} R_{\alpha\beta}$, $\beta^{-2} S_{\alpha\beta\gamma}$ — равновесные моменты. Из (17) и первых двух равенств (29) получаем

$$\frac{\partial \varkappa_\alpha}{\partial h_\beta} = -\frac{\partial \varkappa_\alpha}{\partial a_\beta}, \tag{30}$$

а соотношения (21) и (25) с учетом (20), (29) могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial a_\beta \partial a_\gamma} + \frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial a_\beta \partial h_\gamma} + \frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial h_\beta \partial a_\gamma} + \frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial h_\beta \partial h_\gamma} = 0, \tag{31}$$

$$\frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial a_\beta \partial h_\gamma} - \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \frac{\partial^2 \varkappa_\beta}{\partial a_\alpha \partial h_\gamma} = -\left(\frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial a_\beta \partial a_\gamma} - \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \frac{\partial^2 \varkappa_\beta}{\partial a_\alpha \partial a_\gamma} \right). \tag{32}$$

Соотношение (30) (или (17)) позволяет восстановить линейные члены релаксационного уравнения с силами по известной линейной части уравнения без сил. При восстановлении же квадратичных членов релаксационного уравнения с силами, как нетрудно понять, остается неопределенной комбинация

$g_{\alpha\beta\rho} R_{\rho\gamma} + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} g_{\gamma\beta\rho} R_{\rho\alpha}$ или, что эквивалентно,

$$\frac{\partial^2 \varkappa_\alpha}{\partial a_\beta \partial a_\gamma} + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \frac{\partial^2 \varkappa_\beta}{\partial a_\alpha \partial h_\gamma}.$$

В случае временно-нечетных параметров $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} = -1$ в одномерных системах неопределенность полностью пропадает.

Если третий момент определять не из релаксационного уравнения, а из условия марковости процесса и уравнений (27) при $h_a = 0$, то полученное выражение для третьего момента, как показывают вычисления, совпадает с (26). Следовательно, условий (30—32) достаточно для того, чтобы марковская и немарковская теория приводили к одинаковым разновременным моментам M_{12} и M_{123}.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ефремов Г. Ф. Флуктуационно-диссипационная теорема для нелинейных сред.— ЖЭТФ, 1968, 55, с. 2322—2333. [2] Стратонович Р. Л. К квантовой нелинейной теории тепловых флуктуаций.— ЖЭТФ, 1970, 58, с. 1612—1622. [3] Стратонович Р. Л. О важнейших соотношениях нелинейной термодинамики необратимых процессов.— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1967, № 4, с. 84—89. [4] Стратонович Р. Л. Флуктуационно-диссипационная термодинамика с временно-четными и временно-нечетными переменными (I).— Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1970, № 5, с. 479—486. [5] Бочков Г. Н., Кузовлев Ю. Е. К общей теории тепловых флуктуаций в нелинейных системах.— ЖЭТФ, 1977, 72, с. 238—247.

Поступила в редакцию
18.05.79