УДК 539.173.84

# ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ СИСТЕМ И ВРЕМЕНА ЖИЗНИ НЕЙТРОНОВ В ТЕПЛОВОМ ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ

**В. В. Рязанов**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Предполагается, что неравновесный статистический оператор неявно содержит время жизни. Операции взятия инвариантной части, усреднения по начальным состояниям, использованные в работах Д. Н. Зубарева, временного сглаживания (И. Г. Кирквуд), выделения направления времени заменяются усреднением по распределению времени жизни. Получено выражение для среднего времени жизни неравновесной системы. Общие соотношения, полученные для неравновесного времени жизни статистических систем, применяются к рассмотрению системы нейтронов в ядерном реакторе.

В работе [1] времена жизни системы рассматриваются как моменты достижения случайным процессом, характеризующим систему, определенной границы, например нуля. В [1] получены приближенные экспоненциальные выражения для плотности вероятности и вероятности времени жизни, оценивается точность этих выражений. В работах [2, 3] исследуются времена жизни молекул, показана близость реального распределения для времени жизни и приближенной экспоненциальной модели. Можно указать и другие работы (например, [4 - 8]), где рассматриваются физические приложения понятия времени жизни, широко применявшегося в таких математических дисциплинах, как теория надежности, теория массового обслуживания и пр. (под названиями “время безотказной работы”, “период занятости” и т.д.). В настоящей работе время жизни включается в круг общих физических величин, выступая в роли оценки или управления (в терминологии теории информации [9]) для квазиравновесного статистического оператора, позволяющих получить дополнительную информацию о системе.

В ряду подходов к описанию неравновесных систем эффективным оказался метод неравновесного статистического оператора (НСО). Этот формализм был сформулирован несколькими авторами, использующими как эвристические аргументы, так и технику проекционных операторов и вариационные методы [11 - 13]. Выбор квазиравновесного оператора (или функции распределения), связанный с принципом максимума энтропии, определяет и специфику рассматриваемой задачи. Так, в работе [13] проводится объединение кинетического и гидродинамического подходов. Метод НСО в сочетании с принципом максимума энтропии представляет собой статистико-механическое обоснование не только термостатики и линейной неравновесной термодинамики, но и исследований неравновесной термодинамики систем на любом расстоянии от равновесия. Он включает в себя нелинейности и нелокальности в пространстве и во времени (пространственные корреляции и память). На его основе сформулирована информационная статистическая термодинамика [14 - 15].

В работах [11 – 12] логарифм НСО вводится при помощи операции взятия инвариантной части операторов $F_m(x,\ t+t_1)P_m(x,\ t_1)$ относительно эволюции с гамильтонианом $H$, т.е. перехода от логарифма квазиравновесного распределения $ln\rho_q\ (z,\ t\ +\ +\ t',\ t')$ ($z$ – точка в фазовом пространстве, характеризующая состояние системы на микроскопическом механическом уровне) к

$$ln\rho(z,\ t) = \varepsilon\int_{-\infty}^{0} dt' exp\{\varepsilon t'\} ln\rho_q(z,\ t+t',\ t')dt' = \int_{0^+}^{\infty} p_q(y) ln\rho_q(t-y,\ -y)dy, \tag{1}$$

где

$$ln\rho_q(z, t_1, t_2) = -\Phi(t_1) - \sum_{j=1}^{n} \int dx F_j(x, t_1) P_j(z|x, t_2); \quad (2)$$

$$P_0(z, x) = H(z, x);\ P_1(z, x) = p(z, x);\ P_{i+1}(z, x) = n_i(z, x);\ F_0(x, t) = \beta(x, t); \quad (3)$$

$$F_1(x, t) = -\beta(x, t)v(x, t);\ F_{i+1}(x, t) = -\beta(x, t)(\mu_i(x, t) - m_i v^2(x, t)/2);$$

$$\Phi(t) = ln\int dz exp\{-\sum_{j=1}^{n} \int dx F_j(x, t) P_j(z|x)\}. \quad (4)$$

Здесь $H(z, x)$ - динамическая переменная плотности энергии; $n_i(z, x)$ - плотность числа частиц $i$-го компонента; $p(z, x)$ - плотность импульса; $\beta(x)$ играет роль локальной обратной температуры $\mu(x)$ - локального химического потенциала; $v(x)$ - массовая скорость; $m_i$ - масса частиц $i$-го компонента; $x$ - пространственные координаты (сюда могут быть включены и импульсы). Второй аргумент $t_2$ в $\rho_q(t_1, t_2)$ обозначает зависимость от времени через представление Гейзенберга для динамических переменных, от которых может зависеть $\rho_q(t, 0)$. Возможен и другой выбор переменных $P_m(z|t)$ (см., например, [12 - 15]). Выбор переменных (3) соответствует локально-равновесному распределению [11 - 12] (для описания гидродинамической стадии неравновесного процесса). Второе соотношение (1) получено заменой переменных. Параметры $F_n(t)$ подбираются так, чтобы истинные средние исходного набора величин $P_n$ были равны их квазиравновесным средним

$$\langle P_n\rangle^t = \langle P_n\rangle^t_q = Sp(\rho_q(t)P_n). \quad (5)$$

Запишем [14 - 15]

$$\rho(t) = \rho_q(t, 0) + \rho`(t|z);\ \rho`(t|z) = \sum_{k=1}^{\infty} (1/k!)\, \hat{a}^k \rho_q(t, 0); \quad (6)$$

$$\hat{a} = \int_{0^+}^{\infty} dy exp\{-\varepsilon y\} dln\rho_q(t-y, -y)/dy;\ \int \rho_q(t, 0)dz = 1;\ \int \rho`dz = 0.$$

Функция распределения и средние значения состоят из двух слагаемых: среднее по квазиравновесному распределению и вклад, зависящий от динамического поведения системы. Интегрирование по времени в $\rho`$ учитывает все события в истории системы. Квазиравновесное распределение описывает состояние системы в момент времени $t$. Интеграл по времени в $\rho`$ учитывает большие времена релаксации и приводит к правильному учету эффектов диссипации.

Предположим, что распределение (1) получено усреднением распределения (2) по распределению $\varepsilon exp\{-\varepsilon y\}$, которое представляет собой $p_q(y)$ - плотность распределения времени жизни $y = \Gamma = t - t_0$ (при этом используется интерпретация НСО как усреднения по начальным состояниям [12]). Распределение (2) зависит от текущего момента времени $t$ и не описывает диссипативные эффекты. В распределении (1) учитывается история системы, ее время жизни и эффекты диссипации, зависящие от различных корреляционных времен. Получим НСО вида (1) из распределения $P_{t,0}(\Gamma, E) = exp\{-\gamma\Gamma - \beta_t E_0\}\omega(E, \Gamma)/Z(\beta_t, \gamma)$ с конечным временем жизни [16 - 17] в приближении работы [17]: $\omega(E, \Gamma) = \omega(E)\Gamma_0^{-1}exp\{-\Gamma/\Gamma_0\}$. Условные распределения равны:

$$P_{t,0}(\Gamma/E) = P(E,\Gamma)/P(E) = exp\{-\gamma\Gamma - \beta_t E_0\}\omega(E, \Gamma)/Z(\beta_t, \gamma)\int exp\{-\gamma\Gamma - \beta_t E_0\}\omega(E, \Gamma)/Z(\beta_t, \gamma)d\Gamma =$$

$$= (\varepsilon_0 + \gamma)exp\{-(\varepsilon_0 + \gamma)\Gamma\};\quad \varepsilon_0 = 1/\Gamma_0;$$

$$P_{t-y, -y}(E/\Gamma) = P(E, \Gamma)/P(\Gamma) =$$

$$= exp\{-\gamma\Gamma - \beta_{t-y}E_{-y}\}\omega(E,\Gamma)/Z(\beta_{t-y},\gamma)\int exp\{-\gamma\Gamma - \beta_{t-y}E_{-y}\}[\omega(E,\Gamma)/Z(\beta_{t-y},\gamma)]dE =$$

$$= exp\{-\beta_{t-y}E_{-y}\}\omega(E)/\int exp\{-\beta_{t-y}E_{-y}\}\,\omega(E)dE = \rho_q(t-y,-y)\omega(E),$$

где $y = \Gamma = t - t_0$; $\rho_q(t, 0) = exp\{-\beta_t E_0\}/\int exp\{-\beta_t E\}\omega(E)dE$ - квазиравновесная функция распределения. Тогда, если задать логарифм неравновесного статистического оператора как условную случайную энтропию [9] вида $ln\rho = -H_\Gamma(E) = \int P_{t,0}(\Gamma/E)ln[P_{t-y,-y}(E/\Gamma)/\omega(E)]d\Gamma$, то получим выражение (1). При этом $\varepsilon = \varepsilon_0 + \gamma = 1/\Gamma_0 + \gamma = 1/<\Gamma>$ [16 - 17]. Если записать величину $\omega(E, \Gamma)$ в более общем виде, чем в [17], например, не теряя в общности, в виде $\omega(E,\Gamma) = \omega(E)\omega`(E,\Gamma)$; $\omega`(E,\Gamma) = \varepsilon_0 exp\{-\varepsilon_0\Gamma\}(1 + f(E,\Gamma))/(1 + \int\varepsilon_0 exp\{-\varepsilon_0\Gamma\}f(E,\Gamma)d\Gamma)$; $\varepsilon_0=1/\Gamma_0$, где $f$ - произвольная функция $E$ и $\Gamma$, то для $-H_\Gamma(E)$ получим

$$-H_\Gamma(E) = \int[(\varepsilon_0+\gamma)exp\{-(\varepsilon_0+\gamma)y\}(1+f(E,y))/(1+\int(\varepsilon_0+\gamma)exp\{-(\varepsilon_0+\gamma)y\}f(E,y)dy)]\times$$

$$\times ln[\rho_q(t-y,-y)\int exp\{-\beta_{t-y}E_{-y}\}\omega(E)dE(1+f(E,y))/\int exp\{-\beta_{t-y}E_{-y}\}\omega(E)(1+f(E,y)dE]dy.$$

При $f<<1$ получаем результат (1). Величину $\varepsilon$ без учета диссипативных эффектов можно определить, например, из результатов работы [1]. Существенно то, что $\varepsilon \neq 0$. Не делается термодинамический предельный переход, рассматриваются важные для многих физических явлений зависимости от размера системы. Считаем $\varepsilon$, $<\Gamma>$ и $\Gamma_0$ конечными величинами. При этом уравнение Лиувилля для $\rho(t)$ содержит конечный источник, что объясняется открытостью системы, ее взаимодействием с окружением и конечностью времени жизни системы. Аналогичный источник вводится в работе [18]. Само предположение о конечности времени жизни нарушает временную симметрию.

Интегрируя по частям выражение (1) при $p_q(y) = \varepsilon exp\{-\varepsilon y\}$, получаем

$$ln\rho(t)=\int_{0^+}^{\infty}\varepsilon exp\{-\varepsilon y\}[ln\rho_q(t-y,-y)dy-ln\rho_q(t,0)-\varepsilon^{-1}(dln\rho_q(t-y,-y)/dy)]dy=0.$$

Отсюда после некоторых операций получаем следующее выражение для $\varepsilon$:

$$<\Gamma> = \varepsilon^{-1} = \int_{0^+}^{\infty}\varepsilon exp\{-\varepsilon y\}\int\rho_q(t,-0)dz[ln\rho_q(t-y,-y) - ln\rho_q(t,0)](dln\rho_q(t-y,-y)/dy)|_{y=0}\,dy\times$$

$$\times(\int_{0^+}^{\infty}\varepsilon exp\{-\varepsilon y\}\int\rho_q(t,-0)dz(dln\rho_q(t-y,-y)/dy)\,(dln\rho_q(t-y,-y)/dy)|_{y=0}\,dy)^{-1}, \quad (7)$$

где $-ln\rho_q(t-u,-u) = S(t-u,-u)$ - оператор энтропии [11]; $\partial ln\rho_q(t-u,-u)/\partial u_{|u=0} = -\partial ln\rho_q(t,0)/\partial t$ - оператор производства энтропии [11]. Аналогичное выражение записано в работе [10], где распределение вида (1) называется взвешенным средним геодезическим законов семейств $\rho_q(t-u,-u)$. Величины $\partial ln\rho_q(t-u,-u)/\partial u$ и $<(\partial ln\rho_q(t-u,-u)/\partial u_{|u=0})^2>$ связаны с производством энтропии в системе и с потоками энтропии, т.е. с взаимодействием системы и окружения. Точность оценки (7) повышается при увеличении $t$. Правая часть выражения (7) зависит от $\varepsilon = 1/<\Gamma>$, и мы имеем уравнение для определения $\varepsilon = 1/<\Gamma>$.

Применим полученный результат к системе нейтронов в реакторе на тепловых нейтронах. Известно (см., например, [19, 20]), что среднее время жизни нейтрона в ядерном реакторе до его поглощения равно

$$l_a = \lambda_a/v = 1/v\Sigma_a;\ \ l_{ef} = 1/v\Sigma_a(1+L^2B^2);\ l = (1-\beta)l_{ef} + \Sigma\beta_i l_i, \quad (8)$$

где $v$ - средняя скорость нейтрона; $\lambda_a$ - длина свободного пробега; $\Sigma_a$ -макроскопическое сечение поглощения; $B^2$ - геометрический фактор; $L^2$ - площадь диффузии [19, 20];

$l_{ef}$ представляет собой среднее время жизни нейтрона до его поглощения или утечки. Величина $l_{ef} \sim 10^{-3}$. Величина $l$ в (8) равна среднему времени жизни всех нейтронов, мгновенных и запаздывающих; $\beta = \Sigma\beta_i$, $\beta_i$ - доля запаздывающих нейтронов $i$-й группы; $l_i$ - время жизни ядра-предшественника. Время $l$ близко к среднему времени запаздывания нейтронов и примерно на два порядка превышает время $l_{ef}$. Несколько другой подход к среднему времени жизни носителей цепной реакции, вычисленному с учетом их ценности, дан в [21]. Мы будем рассматривать время жизни не одного отдельного нейтрона, а системы нейтронов в реакторе.

В настоящей работе показано, что неравновесное время жизни системы нейтронов в реакторе зависит от динамических процессов в системе, производства энтропии и от времени в нестационарном случае. Это "динамическое" время жизни не связано с остаточным тепловыделением, происходящим за счет энергии $\beta$-распада [19]. Пренебрежем взаимодействием нейтронов и будем описывать систему заданием одночастичной функции распределения, что вполне допустимо [19, 20]:

$$f_1(p_1, r_1, t) = \int d\Gamma_{N-1}\rho(p_1, r_1, ..., p_N, r_N, t);\ d\Gamma_{N-1} = dp_1dr_1 ... dp_Ndr_N/(N-1)!h^{3(N-1)}, \qquad (9)$$

$d\Gamma_{N-1}$ - элемент фазового объема $N - 1$ частиц $2, 3, ..., N$ в единицах $h^{3(N-1)}$ [12]. Условие нормировки для функции $f_1$ (9) имеет вид $\int dp_1dr_1\, f_1(p_1, r_1, t)/h^3 = N$, где $N$ - число частиц в системе. Величины $f_1$ можно рассматривать как средние значения динамической переменной одночастичной плотности в фазовом пространстве $n_1(p, r) = \sum_{j=1}^{N} \delta(p - p_j)\delta(r - r_j)$, т. е. $\langle n_1(p, r)\rangle^t = f_1(p, r, t)/h^3$. Квазиравновесное распределение, определенное из экстремума информационной энтропии при дополнительных условиях задания средних $\langle n_1(p, r)\rangle^t$, как функций $p, r, t$ и при сохранении нормировки, имеет вид [12]

$$\rho_q = exp\{-\Phi(t) - \int dpdra_1(p, r, t)n_1(p, r)\};\ Q_q = exp\{\Phi\} = \int d\Gamma_N exp\{-\int dpdra_1(p, r, t)n_1(p, r)\}. \qquad (10)$$

Функции $a_1$ (множители Лагранжа) должны быть найдены из условия самосогласованности (5) [12] и равны

$$a_1(p, r, t) = -ln f_1(p, r, t), \qquad (11)$$

поэтому квазиравновесная функция распределения имеет вид

$$\rho_q(p_1, r_1, ..., p_N, r_N, t) = Q_q^{-1}\prod_j f_1(p_j, r_j, t), \qquad (12)$$

где $Q_q = \int d\Gamma f_1(p_j, r_j, t) = (\int f_1(p, r, t)dpdr/h^3)^N/N! = N^N/N! \approx exp\{N\}$ по формуле Стирлинга. Следовательно

$$\rho_q(p_1, r_1,...,p_N, r_N, t) = e^{-1}\prod_{j=1}^{N} f_1(p_j, r_j, t). \qquad (13)$$

Отметим, что кроме безразмерных функций распределения, использующихся в [12, 18], можно использовать и нормированные функции распределения

$$f_1 = Aexp\{\omega t - mv^2/2k_BT\}, \qquad A = n_0(m_n/2k_BT\pi)^{1/2}, \qquad (14)$$

где $m$ - масса частиц; $v$ - скорость; $k_B$ - постоянная Больцмана; $T$ - температура. Тогда $a_1 = -ln(f_1/A)$. Энтропия квазиравновесного распределения равна $S = -\langle ln\rho_q\rangle^t_q = -\int dpdr f_1(p, r, t)ln(f_1(p, r, t)/e)$, т.е. совпадает с больцмановской энтропией.

К этой же ситуации при равном нулю взаимодействии сводится и более сложное описание [13]. Итак, рассматривается система невзаимодействующих нейтронов в ядерном реакторе на тепловых нейтронах с одночастичной функцией распределения (14) (рассматриваются нейтроны, близкие к тепловым, со спектром Максвелла, так как время замедления примерно в двадцать раз меньше времени диффузии [19]), описывающаяся квазиравновесной функцией распределения (13). В реакторах на быстрых нейтронах следует выбирать другой спектр. В (14) $k_BT = E_T = mv^2_T$, где $E_T$ - энергия, соответствующая наиболее вероятной скорости $v_T$, отвечающей максимуму на кривой распределения. Эффективная температура нейтронного газа [19] (определяющаяся средней энергией ядер среды) не зависит от времени. Для простоты рассмотрим одну группу запаздывающих нейтронов, когда $\Gamma_0 = 1/\varepsilon_0 = l = l_{ef} + \beta/\lambda \approx \beta/\lambda$, где $\beta = \Sigma\beta_I = 0,0065$; $\lambda = (\beta^{-1}\Sigma\beta_i/\lambda_i)^{-1} = 0,077\ 1/c$. Уравнение обратных часов имеет два корня: $\omega_+ = \lambda\rho/(\beta - \rho)$; $\omega_- = (\rho - \beta)/l_{ef}$; $\rho = (k - 1)/k$, где $k = k_{ef}$ - эффективный коэффициент размножения. Слагаемое с $\omega_-$ описывает быстрый начальный рост плотности нейтронов, “скачок на мгновенных нейтронах” [22]. Так как время жизни $t - t_0$ должно быть больше времени затухания начальных корреляций [12] (к которым относится и затухание ветви с $\omega_-$), то положим $\Gamma_{min} \sim |\omega_-|^{-1}$, где $\Gamma_{min}$ - минимальное время жизни нейтронов в (1). К этому моменту затухает ветвь с $\omega_-$ и можно рассматривать только ветвь с $\omega_+$. В этот интервал почти укладывается и время замедления нейтронов, что позволяет использовать максвелловское распределение. Таким образом, в выражении (14) полагаем $\omega = \omega_+ = \lambda\rho/(\beta - \rho)$.

Оператор производства энтропии [11, 12] равен

$$\hat{\sigma}(t - u, -u) = \int dpdr \sum_{k=1}^{n} [(\partial F_k(t - u)/\partial t)(P_k(-u) - \langle P_k\rangle^{t-u}) + F_k(t - u)\dot{P}_k(-u)]$$

(в нашем случае $n = 1$, $F_1 = a_1$, $P_1 = \hat{n}_1$), $\langle\hat{\sigma}\rangle_q = \int \hat{\sigma}(t, 0)\rho_q(t, 0)dz = 0$ [11]. Для $a$ и $f$ вида (11) - (14) оператор производства энтропии имеет вид

$$\hat{\sigma}(r_1,v_1,t) = -\omega[\hat{n}(1)-f(1,t)] + [-\omega t + m_nv^2/2k_BT]\hat{n}(1);\ \hat{n}(1) = \hat{n}(r_1,v_1,t),\ f(1,t) = f(r_1,v_1,t),$$

где для $\hat{n}$ предполагается зависимость вида $\hat{n}(r, v, t) = \hat{n}(r, t)(m_n/2k_BT\pi)^{1/2}exp\{-m_nv^2/2k_BT\}$. Для предшественников запаздывающих нейтронов справедливо аналогичное выражение $c(r, v, t) = c(r, t)(m_c/2k_BT\pi)^{1/2}exp\{-m_cv^2/2k_BT\}$, где $m_n$ - масса нейтрона; $m_c$ - масса ядра-предшественника; температуру $T$ полагаем одинаковой для нейтронов и ядер предшественников и равной температуре ядер замедлителя. Из определения дисперсии [11] $D_n = \langle\hat{n}_1\hat{n}_2\rangle - \langle\hat{n}_1\rangle\langle\hat{n}_2\rangle = -\delta f_1/\delta a_2 = \delta(r_1 - r_2)\delta(v_1 - v_2)f_1$, полагаем $D_n = \langle\hat{n}\rangle$; аналогичное выражение записывается и для $\hat{c}$: $D_c = \langle\hat{c}\rangle$. Тогда коррелятор $\Delta = \langle\hat{n}\hat{c}\rangle - \langle\hat{n}\rangle\langle\hat{c}\rangle = 0$. Предполагаем справедливыми соотношения $\int\langle\hat{c}(r, v, t)dv = c(r, t)$; $\int c(r, t)dr = C(t)$ - общее число предшественников запаздывающих нейтронов в системе; аналогичные выражения справедливы и для $f_1(r, v, t) = \langle\hat{n}(r, v, t)\rangle$. Для одной группы запаздывающих нейтронов из (14) следует, что $N(t) = N_0 exp\{\omega t\}$. Аналогично $C(t) = C_0 exp\{\omega t\}$ [20]. Предполагаем справедливыми общие уравнения кинетики с запаздывающими нейтронами [19, 20]: $\partial\hat{n}/\partial t = (\delta k - \beta k)\hat{n}/l + \lambda\hat{c}$; $\delta k = k - 1$; $r = (\delta k - \beta k)/l$. Подставляя полученные из (8) - (14) выражения в (7), найдем

$$\varepsilon = \omega(L - \omega M + P)/(\omega M - L + d); \tag{15}$$

$$P = -\omega\{K + t[r^2N_t(N_t + 1) + 2r\lambda N_tC_t + \lambda^2C_t(C_t + 1)]\} + [r^2N_t(N_t + 1) + (1 + (m_n/m_c))r\lambda N_tC_t +$$
$$+ (m_n/m_c)\lambda^2C_t(C_t+1)]/2;$$

$$L = \omega^2\{N_t + 2tK - tN_t(rN_t + \lambda C_t) + t^2[r^2N_t(N_t + 1) + 2r\lambda N_tC_t + \lambda^2C_t(C_t + 1)]\} -$$

$$- \omega\{K_1 - (1/2)N_t[rN_t + \lambda(m_n/m_c)C_t] + t[r^2N_t(N_t + 1) + (1 + (m_n/m_c))r\lambda N_tC_t + \lambda^2(m_n/m_c)C_t(C_t+1)]\}+$$

$$+ (1/4)[rN_t + \lambda(m_n/m_c)C_t]^2 + (3/4)[r^2N_t + (m_n/m_c)^2\lambda^2C_t];$$

$$d = \omega^2(N_t + tK) - \omega K_1/2;$$

$$M = \omega^2(t^2K + tN_t) - \omega(tK/2 + tK_1/2 - N_t/2) + K_1/4.$$

$$K = rN_t(N_t + 1) + \lambda N_tC_t; \qquad K_1 = rN_t(N_t + 1) + \lambda(m_n/m_c)N_tC_t.$$

Из (14) получаем, что при больших значениях времени $t$ и при всех значениях числа частиц $N_t$: $\varepsilon = -\omega$; $<\Gamma> \approx -\omega^{-1}$, т.е. среднее неравновесное время жизни совпадает с установившимся периодом реактора [19]. В подкритическом случае $\omega < 0$. В нестационарном случае время жизни зависит от текущего времени. В работе [23] приводятся примеры аналогичных ситуаций, когда распределение времени жизни зависит от таких параметров, как возраст, накопленная нагрузка и т.д. При малых временах величина $\varepsilon$ больше $-\omega$. Следует проанализировать, связано ли поведение $<\Gamma>$ при малых значениях времени с возможными аномалиями, например, безопасности реактора, возможностями его разгона (при малых временах существенны корреляции [12]), с затуханием времени жизни (так как $\varepsilon = 1/<\Gamma>$ и малые времена для $\varepsilon$ соответствуют большим для $<\Gamma>$), с особенностями выражения (7) или с выбранным экспоненциальным распределением для $p_q(y) = \varepsilon exp\{-\varepsilon y\}$, которое представляет собой предельное распределение и справедливо для больших времен. В стационарном критическом случае, при $k_{ef} = 1$, $\omega = 0$, $<\Gamma>\to\infty$, что соответствует бесконечному периоду реактора в критическом случае [19] (без учета взаимодействия флуктуаций). Однако этот результат получен только для максвелловского спектра нейтронов. В выражение (7) входит интеграл по всем временам, в том числе и по времени замедления, когда спектр нейтронов не максвелловский. Надо учитывать также пространственные зависимости. Для времени жизни одного нейтрона значение $N_0$ в (15) равно единице. Тогда величина $C_0$ для стационарного состояния равна $\beta/\lambda l$. Выражение (8) определяет квазиравновесное время жизни одного нейтрона, а выражение (15) – неравновесное. В общем случае надо учитывать зависимость эффективного коэффициента размножения $k_{ef}(t)$ от времени, что значительно усложняет расчет.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Стратонович Р. Л.* Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. - М.: Советское радио, 1961. – 467 с.
2. *Стратонович Р. Л.* К числу динамической теории самопроизвольного распада сложных молекул // ЖЭТФ. – 1995. – Т. 108, вып. 4(10). – С. 1328 – 1336.
3. *Стратонович Р. Л., Чичигина О. А.* Расчет постоянной спонтанного распада кластеров из одинаковых атомов по динамической теории // ЖЭТФ. – 1996. – Т. 116, вып. 4(10). - С. 1284 - 1291.
4. *Dorfman J. R., Gaspard P.* Chaotic scattering theory of transport and reaction-rate coefficients // Phys. Rev. E. - 1995. – Vol. 51, No. 1. - P. 28 - 33.
5. *Gaspard P.* What is the role of chaotic scattering in irreversible processes // Chaos. - 1993. – Vol. 3, No. 4. - P. 427 - 442.
6. *Gaspard P., Dorfman J. R.* Chaotic scattering theory, thermodynamic formalism, and transport coefficients // Phys. Rev. E. – 1995. – Vol. 52, No. 4. - P. 3525 - 3552.
7. *Gaspard P.* // Physica A. - 1999. – Vol. 263. – P. 315 - 328.
8. *Chvocta P., Reineker P.* // J. Phys A: Math. Gen. – 1997. – Vol. 30, No. 10. P. L307 - L312.
9. *Стратонович Р. Л.* Теория информации. - М.: Советское радио. 1964.
10. *Ченцов Н. Н.* Статистические решающие правила и оптимальные выводы. - М.: Наука, 1972.

11. *Зубарев Д. Н.* Неравновесная статистическая термодинамика. - М: Наука, 1971.
12. *Зубарев Д. Н.* Современные проблемы математики. - М: ВИНИТИ, 1980. - Т. 15. - С. 131 - 226.
13. *Зубарев Д. Н., Морозов В. Г., Омелян И. П., Токарчук М. В.* Объединение кинетического и гидродинамического подходов в теории плотных газов и жидкостей // ТМФ. - 1993. – Т. 96, вып. 3. – С. 325 - 350.
14. *Ramos J. G., Vasconcellos A. R., Luzzi R.* A classical approach in prtedicative statistical mechanics: a generalized Bolzmann formalism // Fortschr. Phys. / Progr. Phys. - 1995. – Vol. 43, No. 2. – P. 265 – 293.
15. *Ramos J. G., Vasconcellos A. R.* A thermo-hydrodynamic theory based on informational statistical thermodynamics // Braz. J. Phys. - 1997. – Vol. 27, No. 3. – P. 585 – 607.
16. *Рязанов В. В., Шпырко С. Г.* Неравновесная термодинамика систем с временем жизни. Связь с расширенной неравновесной термодинамикой // Матеріали щорічн. наук. конф. Ін-ту ядерних досл. НАН України. - Київ, 1998. - С. 117 - 119.
17. *Рязанов В. В., Шпырко С. Г.* Стохастическая неравновесная термодинамика с конечным временем жизни // Матеріали щорічн. наук. конф. Ін-ту ядерних досл. НАН України. - Київ, 1999. - С. 155 - 157.
18. *Климонтович Ю. Л.* Статистическая теория открытых систем. Т 1. - М.: Янус, 1995. – 622 с.
19. *Основы* теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов / Под ред. Г. А. Батя. - М.: Энергоиздат, 1982. - 511 с.
20. *Цвайфель П.* Физика реакторов. - М.: Атомиздат, 1977. - 279 с.
21. *Вейнберг А., Вигнер Е.* Физическая теория ядерных реакторов. - М.: Изд-во иностранной литературы, 1961. - 732 с.
22. *Хетрик Д.* Динамика ядерных реакторов. - М: Атомиздат, 1975.
23. *Кокс Д. Р., Оукс Д.* Анализ данных типа времени жизни. - М.: Финансы и статистика, 1988.


## ЧАС ЖИТТЯ НЕРІВНОВАЖНИХ СИСТЕМ І ЧАСИ ЖИТТЯ НЕЙТРОНІВ У ТЕПЛОВОМУ ЯДЕРНОМУ РЕАКТОРІ

**В. В. Рязанов**

Передбачається, що нерівноважний статистичний оператор неявно містить час життя. Операції взяття інваріантної частини, усереднення за початковими станами, що використовувались у работах Д. М. Зубарєва, згладжування за часом (І. Г. Кірквуд), виділення напрямку часу замінюються усередненням за розподілом часу життя. Отримано вираз для часу життя нерівноважної системи. Загальні співвідношення, отримані для нерівноважного часу життя статистичних систем, застосовуються до розгляду системи нейтронів у ядерному реакторі.

## LIFETIME OF NONEQUILIBRIUM STATISTICAL SYSTEMS AND LIFETIMES OF NEUTRONS IN THERMAL NUCLEAR REACTORS

**V. V. Ryazanov**

It is supposed that the nonequilibrium statistical operator implicitly contains the lifetime. The operations of obtaining taking of invariant part, averaging on initial conditions is used in works of D. N. Zubarev, temporary coarse-graining (J. G. Kirkwood), choose of the time direction are replaced by averaging on lifetime distribution. The expression for average lifetime of nonequilibrium system is derived. General expressions obtained for nonequilibrium lifetime of statistical systems are applied for consideration of neutron system in nuclear reactor.

Поступила в редакцию 19.03.01,
после доработки – 05.10.01.