01

Энтропия, информация и сложность стационарных состояний открытых систем, не удовлетворяющих принципу локального равновесия

© В.Г. Усыченко

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Usychenko@rphf.spbstu.ru

(Поступило в Редакцию 13 сентября 2004 г.)

Определена энтропия стационарного состояния открытой электронной системы и установлена ее связь с энтропией, поступающей во внешнюю среду. Определено понятие упорядоченности системы и введены параметры, характеризующие ее количественно. Определены информация и условная сложность системы, отсчитываемые от состояния термодинамического хаоса. Получены численные значения указанных величин для вакуумного диода, магнетронного диода и диода Ганна.

Введение

Теория пространственно-временны́х структур [1–6], образующихся в открытых системах, содержащих большое число материальных частиц, ведет свое начало от термодинамики. Наиболее полная и последовательная термодинамическая теория структуры [2,3] справедлива в условиях локального равновесия, при котором в каждой точке системы соотношение между температурой, давлением и плотностью выражается такими же уравнениями состояния, как и при равновесии, а энтропия определяется формулой Гиббса. Теория хорошо зарекомендовала себя в химической физике, гидродинамике и биологии, но она неприменима, например, к электронным системам.

Домены сильного поля в диоде Ганна [7,8], вихри и уединенные волны в магнетронном диоде [9–11], волновые процессы в ячейках Пеннинга [12] и в плазме [13] образуются при настолько больших градиентах напряжений, что принцип локального равновесия не выполняется, а температура и энтропия даже не входят в число характеристических параметров системы. В вакуумных приборах движение электронов описывается обратимыми во времени уравнениями механики [14], а рассеяние энергии происходит не внутри пространства прибора, а на его границах — на электродах, бомбардируемых уходящими вовне частицами.

Тем не менее, несмотря на указанные отличия, уровень упорядоченности стационарных электронных структур, как и структур любой другой природы, желательно описывать, используя такие часто применяемые [1–6,15] понятия, как энтропия, информация и сложность. Вместе с тем все эти величины непосредственно из термодинамической теории структуры [2,3] не вытекают, поскольку теория оперирует преимущественно производством энтропии. Являясь производной по времени, эта величина учитывает изменение энтропии, но не ее стационарное значение.

В настоящей статье объектом исследования являются электронные приборы. Интерес к ним обусловлен не только дальнодействием кулоновских сил, необычайно способствующим самоорганизации электронов, но и тем, что некоторые из этих приборов легко заставить работать как в условиях, сколь угодно близких к термодинамическому равновесию, так и в существенно нелинейных режимах, отделенных от состояний термодинамической ветви точками неустойчивости. Данное обстоятельство значительно облегчает проверку достоверности характеристических функций, вводимых для единообразного описания и тех, и других режимов. В число таких, применяемых в этой статье, функций входит экспортируемая энтропия, а также энтропия, информация и сложность текущего стационарного состояния.

Исходные положения

Из теории электронных структур [14] следует, что способность электронов к самоорганизации проявляется в приборах при сколь угодно малом числе частиц, начиная со сколь угодно малых отклонений от термодинамического равновесия. Иными словами, электронные структуры образуются как на термодинамической ветви, так и за ее пределами, различаясь лишь уровнем организации. Сказанное продемонстрируем на приборах, синергетическая теория которых изложена в работе [14]. При этом под структурой будем понимать пространственное распределение электронов, определяемое их взаимодействием друг с другом и с внешними полями.

Будем рассматривать вакуумный диод (ВД), магнетронный диод (МД) и диод Ганна (ДГ). ВД интересен как прибор, все состояния которого находятся на термодинамической ветви. МД также является вакуумным прибором, но его стационарные состояния находятся за пределами устойчивости термодинамической ветви. Важно, что при изменении эмиссии катода электронный поток МД демонстрирует как регулярное, так и турбулентное поведение [16]. ДГ интересен тем, что его стационарные состояния зависят от приложенного напряжения и могут находиться как на термодинамической ветви (режим слабого поля), так и за точкой неустойчивости (режим с доменом сильного поля). Кроме того, ДГ в отличие от ВД и МД является не вакуумным, а твердотельным прибором, у которого энергия частиц рассеивается не на границах системы, а во внутреннем объеме. Из синергетической теории этих приборов [14] выберем величины, используемые в дальнейшем.

Закон сохранения энергии в электронном приборе, работающем в стационарном режиме, описывается выражением

$$W_N = W_\Sigma + W_{kr}. \tag{1}$$

Левая часть представляет собой полную энергию системы

$$W_N = -e\beta N U_a + NkT_c. \tag{2}$$

Здесь $-e\beta N U_a = -e\int\limits_V nU_v dV$, где $e < 0$ — заряд электрона, n — концентрация электронов в элементе dV объема, N — полное число частиц в объеме V прибора, $U_v > 0$ — вакуумный потенциал (в вакуумном приборе при отсутствии электронов). Коэффициент усреднения $\beta \leq 1$ выражает значение интеграла $\int\limits_V nU_v dV$ в единицах NU_a, где U_a — напряжение на аноде, создаваемое внешним источником питания. По сути коэффициент β показывает, какая часть потенциала U_a приходится в среднем на один электрон. Слагаемое NkT_c с точностью до коэффициента порядка единицы характеризует тепловую энергию частиц, которая у электронов ВД и МД определяется температурой катода T_c; k — постоянная Больцмана. Величина

$$W_\Sigma = W_{sc} + \sum_i W_{ksi}, \tag{3}$$

стоящая в правой части уравнения (1), определяет энергию электронной структуры, которая в общем случае включает в себя потенциальную энергию

$$W_{sc} = -e\int\limits_V nU_{sc} dV > 0$$

объемного заряда ($U_{sc} \leq 0$ — потенциал объемного заряда в элементе dV объема) и сумму энергий $\sum\limits_i W_{ksi}$, которые структура затрачивает на выполнение работ, перемещаясь с переносной скоростью в поле внешних сил. Второе слагаемое в правой части (1)

$$W_{kr} = 0.5m\int\limits_V nu^2 dV = 0.5mN\langle u^2\rangle \tag{4}$$

учитывает кинетическую энергию движения электронов относительно структуры; u — относительная составляющая скорости частиц, содержащихся в элементе dV объема; $\langle u^2\rangle$ — квадрат этой скорости, усредненный по всему объему.

Появление частиц в системе описывается в терминах теории вероятностей, поскольку конкретные для каждой частицы место и время эмиссии, а также вектор начальной скорости являются величинами случайными. В процессе самоорганизации у частиц появляется также когерентная составляющая скорости, учитывающая их совместное движение в пространстве. Согласованное движение большого числа частиц внешний наблюдатель учтет, введя коллективную степень свободы. Но в процессе самоорганизации изначально случайные формы движения частиц не исчезают, сохраняясь в относительных составляющих скорости.

Стационарный режим электронного прибора помимо не меняющихся во времени значений N и W_N характеризуется также средним временем $\langle\tau\rangle$ жизни электронов в системе и потоками энергии, входящей в прибор и выходящей из него.

При постоянном анодном напряжении $U_a \gg -kT_c/e$ в прибор поступает от источника питания поток энергии $dW_0/dt = P_0 = U_a I_a$, где $I_a = -edN/dt \cong -eN/\langle\tau\rangle$ — анодный ток. За время $\langle\tau\rangle$ источник передает прибору энергию $W_0 = -eNU_a$. За это же время электроны рассеивают (в МД и ВД — преимущественно на аноде, в ДГ — в кристаллической решетке) энергию W_a. Вся энергия W_a передается в виде тепла во внешнюю среду, поэтому мощность $P_a = dW_a/dt$ является потоком энергии, выходящим из прибора. Два вида энергии связаны общим для всех приборов выражением [14]

$$W_a = \xi W_0 = -\xi eNU_a, \tag{5}$$

где $0 < \xi \leq 1$. Если структура отсутствует или неподвижна в поле внешних сил, то коэффициент $\xi = 1$. В этом случае рассеивается, превращаясь в тепло, вся энергия $W_0 = -eNU_a$, поступающая от источника питания. Так работают ДГ в режиме слабого поля и ВД при анодном напряжении $U_a \gg -kT_c/e$. Если же структура обладает коллективной степенью свободы, то, перемещаясь в пространстве прибора с переносной скоростью, она совершает работу

$$A = W_0 - W_a = (1-\xi)W_0 = \eta W_0, \tag{6}$$

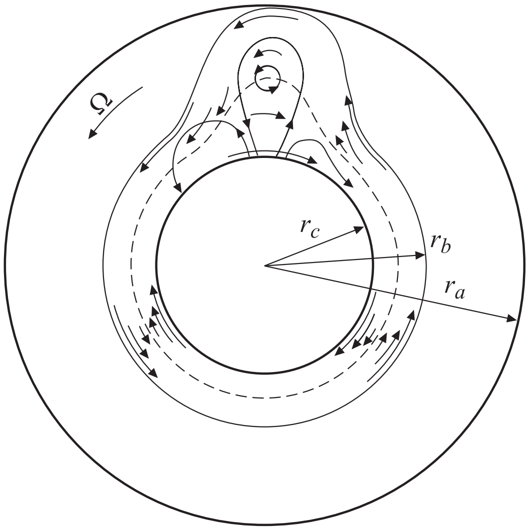
коэффициент полезного действия которой равен η. При этом $\xi < 1$. Из (5), (6) видно, что коэффициент ξ определяет относительные значения бесполезно растраченной энергии W_0 и связан с коэффициентом полезного действия равенством $\xi = 1 - \eta$.

У МД в режиме одиночной волны и у ДГ в режиме с доменом значения ξ описываются выражениями [14]

$$\xi_{MD} = 1 + \frac{m}{2eU_a}\left(\omega\Omega(r_a^2 - r_c^2) - \Omega^2 r_a^2\right),$$

$$\xi_{DG} = \left(1 - \frac{N_1}{N}\right)\frac{E_r}{E_a}, \tag{7}$$

где r_c и r_a — радиусы катода и анода МД, $\omega = -eB/m$ — циклотронная частота, B — индукция магнитного поля, $\Omega \ll \omega$ — угловая скорость движения уединенной волны (см. рисунок); N_1 — число электронов в домене, $E_a = U_a/l$ — средняя напряженность электрического поля в ДГ длиной l, E_r — напряженность поля за пределами домена.



Структура пространственного заряда в центральном сечении МД. Стрелками обозначены направления и скорости движения частиц; на сепаратрисе (штриховая линия) скорости равны нулю.

Для прояснения физического содержания используемых величин рассмотрим примеры. У ВД структурой является объемный заряд, большинство электронов которого сосредоточено вблизи катода. Кулоновское взаимодействие всех частиц объемного заряда характеризуется его потенциальной энергией W_{sc}. Объемный заряд как целое неподвижен, т. е. когерентная составляющая скорости равна нулю, поэтому $W_{ksi} = 0$, $W_a = W_0$, $\xi = 1$. Кинетическая энергия $0.5mu^2$ любой частицы определяется ее скоростью u, которая зависит от „сглаженного" потенциала $U = U_v + U_{sc}$ в точке нахождения. Суммарная кинетическая энергия всех частиц, перемещающихся взаимно независимо относительно неподвижного объемного заряда, определяет значение W_{kr} (4).

У МД в режимах с малой эмиссией катода электронная структура представляет собой [11] втулку Бриллюэна, вдоль которой в простейшем случае распространяется одна уединенная волна. Структура обладает потенциальной энергией W_{sc}, а волна перемещается вокруг катода с постоянной угловой скоростью Ω. Поперечный разрез структуры изображен на рисунке в системе цилиндрических координат, вращающихся с частотой Ω. Перемещаясь с переносной скоростью Ω, волна как коллективное образование совершает две работы: по преодолению электродвижущей и центростремительной сил. Энергии

$$W_{ks1} = 0.5m \int\limits_V n(r^2 - r_c^2)\omega\Omega dV,$$

$$W_{ks2} = -0.5m \int\limits_V nr^2\Omega^2 dV, \tag{8}$$

затрачиваемые на выполнение этих работ, отбираются от источника анодного питания. При этом средний квадрат $\langle u_a^2 \rangle$ скорости электронов, бомбардирующих анод, во вращающейся системе координат удовлетворяет [14] равенству $\langle u_a^2 \rangle = -\xi 2eU_a/m$, из которого и следует значение коэффициента (7) $\xi = \xi_{MD} < 1$.

Энергия W_{kr} относительного движения частиц описывается формулой (4), которая по виду принципиально отличается от формул (8). Если W_{kr} является суммой квадратичных величин, отображающей наличие у частиц взаимно независимых перемещений, то энергии W_{ks1} и W_{ks2} выражаются через переносную скорость Ω, которая характеризует когерентную составляющую движения тех же частиц, совершающих таким образом работу. Соответственно и коэффициент ξ_{MD} ((см. (7)), непосредственно связанный с коэффициентом полезного действия, также зависит только от переносной скорости.

У ДГ в режиме сильного поля структурой является домен, обладающий потенциальной энергией W_{sc} (за пределами домена объемный заряд отсутствует в силу электронейтральности полупроводника). Перемещение домена к аноду характеризуется кинетической энергией дрейфа W_{ks1}. Суммарная энергия домена $W_\Sigma = W_{sc} + W_{ks1}$ в процессе движения не рассеивается [14]. Существование домена обеспечивается работой, совершаемой системой с коэффициентом полезного действия $\eta_{DG} = 1 - \xi_{DG}$. Рассеивают же энергию только те электроны, которые не входят в состав домена. Дрейфуя к аноду взаимно независимо, эти частицы обладают суммарной кинетической энергией W_{kr} (4). Отмеченные факты учитываются в формуле (5) коэффициентом (7) $\xi = \xi_{DG} < 1$.

Итак, в общем случае в приборе, установившийся режим которого анализируется в соответствующей системе координат, можно выделить энергию W_Σ объемного заряда (3) как коллективной структуры и кинетическую энергию W_{kr}, которая учитывает взаимно некогерентные перемещения частиц. Сумма этих двух энергий образует полную энергию (1) системы. Есть также поток энергии $dW_a/dt = P_a$, который „вытекает" из прибора в виде тепла. Для дальнейшего важно то, что энергия W_a этого потока, подсчитанная за время $\langle \tau \rangle$ жизни частиц, связана непосредственно только с энергией W_{kr}. Связь описывается соотношением [14]

$$W_{kr} = 0.5mN\langle u^2 \rangle = \theta W_a. \tag{9}$$

Здесь

$$\theta = \langle u^2 \rangle / \langle u_a^2 \rangle \le 1 \tag{10}$$

— коэффициент, характеризующий неоднородность пространственного распределения кинетической энергии относительного движения частиц.

Энтропия, поступающая во внешнюю среду

Внешнюю среду, в которой рассеивается энергия W_a, будем считать бесконечно большим термостатом, температуру T_e которого наш прибор изменить не в состоянии.

В термодинамике обобщенной координатой переноса теплоты является энтропия S, поэтому процесс поглощения энергии внешней средой можно записать в виде

$$\frac{dW_a}{dt} = P_a = T_e\,\frac{dS}{dt}.$$

Отсюда
$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{T_e}\,P_a.$$

Таким образом, вся рассеиваемая мощность P_a расходуется на приращение энтропии окружающего пространства. За среднее время $\langle\tau\rangle$ своей жизни N электронов передадут вовне энтропию

$$\Delta_{\text{ex}}S = P_a\langle\tau\rangle/T_e = W_a/T_e. \qquad (11)$$

В термодинамической теории структуры [2,3] используют производство энтропии. Например, резистор, каковым в режиме слабого поля является ДГ, произведет за время $\langle\tau\rangle$ энтропию

$$\Delta_i S = P_a\langle\tau\rangle/\langle T_i\rangle = W_a/\langle T_i\rangle,$$

где $\langle T_i\rangle$ — температура, усредненная соответствующим образом по объему ДГ. Очевидно, что $\Delta_i S \le \Delta_{\text{ex}}S$, причем равенство этих величин достигается в пределе $W_a \to 0$, когда $\langle T_i\rangle \to T_e$.

В вакуумных приборах энергия движущихся электронов рассеивается, превращаясь в тепло, не во внутреннем объеме, а на внутренних поверхностях окружающих электродов. Но данное обстоятельство не имеет принципиального значения, и выражение (11) в равной мере применимо и к вакуумным приборам.

Подставив в (11) значение W_a, определяемое формулой (5), выразим поступающую вовне энтропию в виде

$$\Delta_{\text{ex}}S = \xi\,\Delta_{\text{ex}}S_{\max}, \qquad (12)$$

где
$$\Delta_{\text{ex}}S_{\max} = -eNU_a/T_e \qquad (13)$$

— общее для всех приборов выражение, определяющее максимальное количество энтропии, получаемое внешней средой лишь тогда, когда в тепло преобразуется вся энергия $W_0 = -eNU_a$, получаемая от источника питания.

Из (12), (13) видно, что энтропия $\Delta_{\text{ex}}S$ является экстенсивной величиной. Индивидуальная же способность прибора к передаче энергии во внешнюю среду определяется коэффициентом ξ. Найдем численные значения этого коэффициента у ВД, МД и ДГ и конкретизируем его физическое содержание.

Объемный заряд ВД неподвижен в поле постоянных внешних сил, на аноде рассеивается вся подведенная к прибору энергия $W_0 = -eNU_a$, электроны перемещаются взаимно независимо, значение $\xi = 1$.

Возьмем МД, экспериментально и теоретически рассмотренный в работах [11,14,17]. У этого МД радиусы катода и анода равны $r_c = 2.15$ и $r_a = 4.5$ mm. В режиме $U_a = 2500$ V, $B = 0.14$ T, $\omega \cong 2\pi \times 3.9 \cdot 10^9$ Hz при предельно малой эмиссии катода измеренное [16] и расчетное [11] значение скорости волны $\Omega \approx \approx 2\pi \times 4.06 \cdot 10^8$ Hz. Для рассматриваемого режима по формуле (7) находим $\xi = \xi_{MD} = 3.3 \cdot 10^{-2}$.

ДГ в режиме слабого поля является резистором, электроны которого за время дрейфа от катода до анода получают и рассеивают всю энергию $W_0 = -eNU_a$: значение $\xi = 1$. В режиме с доменом сильного поля, полагая [14] $N_1/N \ll 1$, $E_r/E_a \approx 0.2$, по формуле (7) найдем $\xi = \xi_{DG} \approx 0.2$.

Приведенные примеры показывают, что при значении $\xi = 1$ кооперативные формы движения частиц отсутствуют. Чем выше уровень кооперации электронов, тем меньше знчение ξ.

Энтропия стационарного состояния

Умножим левую и правую части формулы (12) на коэффициент θ. С учетом (1), (9), (13) получим новую величину

$$S_{\text{st}} = \theta\Delta_{\text{ex}}S = \theta\xi\,\Delta_{\text{ex}}S_{\max} = \theta W_a/T_e$$
$$= W_{kr}/T_e = -\theta\xi\,eNU_a/T_e, \qquad (14)$$

которую назовем энтропией стационарного состояния системы. Выразив отсюда $W_{kr} = T_e S_{\text{st}}$ и подставив в (1), получим закон сохранения энергии в приборе в виде

$$W_N = W_\Sigma + T_e S_{\text{st}}, \qquad (15)$$

полная энергия W_N системы равна сумме энергии W_Σ структуры и энергии $T_e S_{\text{st}}$, которая в условиях текущего равновесия не может трансформироваться в энергию структуры и в этом смысле является „обесцененной". В термодинамике обратимых процессов подобную энергию называют связанной энергией. Сохраним этот термин за энергией W_{kr}.

Энтропия стационарного состояния

$$S_{\text{st}} = W_{kr}/T_e = \theta\xi\,\Delta_{\text{ex}}S_{\max} \qquad (16)$$

пропорциональна энтропии, поступающей вовне. У всех электронных приборов энтропия (11), поступающая вовне, связана с переносом тепла во внешнюю среду и поэтому является термодинамической величиной. Энтропия же стационарного состояния W_{kr}/T_e характеризует взаимно некогерентные движения случайно появляющихся частиц и по сути, а не по форме, является статистической величиной. Таким образом, формула (16) связывает термодинамическую энтропию W_a/T_e со статистической энтропией W_{kr}/T_e. Различный физический смысл этих величин обусловлен различием породившей их природы: энтропия S_{st} связана посредством энергии W_{kr} с полной энергией (1) системы, а энтропия $\Delta_{\text{ex}}S$ — с потоком энергии $dW_a/dt \cong P_a$, вытекающим из системы в виде тепла.

В формуле (16) множитель $\Delta_{\text{ex}}S_{\max}$ характеризует S_{st} как экстенсивную величину, а произведение коэффициентов $\theta\xi \le 1$ отображает индивидуальную для каждого прибора и каждого режима особенность стационарного состояния. Найдем значения произведения $\theta\xi$ у разных приборов.

Начнем с ВД, анод и катод которого соединим накоротко. При малой эмиссии, когда объемного заряда нет и $W_{sc} = 0$, скорости электронов распределены по закону Максвелла [17], постоянны на всем пути, поэтому $\langle u^2 \rangle = \langle u_a^2 \rangle$ и коэффициент θ имеет максимальное значение $\theta = 1$. Ток I_a создается тепловыми электронами. Поскольку $U_a = 0$, то в соответствии с (11) энтропия $\Delta_{\text{ex}}S = 0$. Результат закономерный: с какой энергией (и энтропией) частицы вошли в систему извне, такую же энергию (и энтропию) они вернули во внешнюю среду, рассеявшись на аноде.

При большой эмиссии появляется объемный заряд. Множится число электронов, энергии которых недостаточно для преодоления минимума потенциала [17]. Чем больше частиц находится в диоде, тем глубже минимум потенциала, тем сильнее неравенство $\langle u^2 \rangle < \langle u_a^2 \rangle$ и меньше значение θ.

Рассмотрим теперь ВД, анод и катод которого соединены резистором с сопротивлением R. Ток I_a, протекая через резистор, создает на аноде диода напряжение $U_a < 0$. При этом из (11) следует $\Delta_{\text{ex}}S < 0$, т. е. не вся энтропия, импортированная в диод вместе с поступившими электронами, возвращена им же во внешнюю среду: часть энтропии передает вовне резистор. Определим энтропию $S_{\text{st}} = W_{kr}/T_e$ стационарного состояния диода в этом случае. Значение W_{kr} найдем из закона сохранения энергии (1), который в рассматриваемом случае имеет вид $NkT_c = W_{sc} + W_{kr} + I_a^2 R\langle\tau\rangle$. Получим

$$S_{\text{st}} = \big(NkT_c - W_{sc} - I_a^2 R\langle\tau\rangle\big)/T_e. \qquad (17)$$

Из этого выражения видно, что увеличение энергии W_{sc} объемного заряда, а также включение резистора между анодом и катодом ведут к уменьшению энтропии S_{st}. Движение электронов при этом упорядочивается, что на практике приводит к уменьшению шумов электронного потока. Формула (17) объясняет с позиций термодинамики известные эффекты подавления низкочастотных шумов с помощью отрицательной обратной связи через потенциал объемного заряда [17] и сопротивление нагрузки.

Приложим теперь к ВД напряжение $U_a \gg -kT_c/e$. При малой эмиссии, когда $W_{sc} = 0$, значение $\theta = \langle u^2 \rangle / \langle u_a^2 \rangle = 0.5$. При увеличении эмиссии вблизи катода формируется объемный заряд; значение θ, а вместе с ним и произведение $\theta\xi$ уменьшаются. Энтропия S_{st} (16) также уменьшается, упорядоченность системы должна возрастать. Действительно, выше говорили, что увеличение W_{sc} ведет к депрессии [17] низкочастотных шумов тока.

У ДГ [14] значение $\theta \cong 1$, поэтому в доменном режиме $\theta\xi \cong \xi \approx 0.2$. В режиме же слабого поля ДГ ведет себя как резистор, у которого [14] $\theta \cong 1$, $\xi = 1$.

Найдем значение θ у МД, параметр ξ которого уже известен. С этой целью пренебрежем электронами волны и учтем только электроны „втулки“ (см. рисунок). Ошибку такого приближения понизим, полагая, что плотность частиц во втулке $n(r) = 1.7 \cdot 10^{17} m^{-3}$ всюду равномерна и такая же, как на катоде (в действительности она плавно снижается [11] и на радиусе $r_b = 2.75$ mm втулки на 17% меньше).

Во втулке электроны вращаются вокруг катода по круговым орбитам [11] с азимутальной скоростью $u = r\dot\psi = 0.5r\omega(1 - r_c^2/r^2) - r\Omega$, зависящей от радиуса. В этом выражении $\dot\psi$ — угловая скорость частицы. При таких предположениях число электронов в объеме втулки $N = nl\pi(r_b^2 - r_c^2) \approx 1.6 \cdot 10^{10}$ (здесь $l = 10$ mm — длина МД), а энергия их относительного движения $W_{kr} \approx \pi mnl \int\limits_{r_c}^{r_b} r^3 \dot\psi^2(r) dr \approx 8.4 \cdot 10^{-8}$ J. Из (9) с учетом (5), (7) находим произведение $\theta\xi = W_{kr}/(eNU_a) \approx 1.3 \cdot 10^{-2}$, откуда, зная $\xi = \xi_{MD}$, получаем $\theta \approx 0.4$.

Из приведенных примеров видно, что при значении $\theta = 1$ скорости электронов распределены по закону Максвелла. Чем меньше значение θ, тем больше распределение электронных скоростей отличается от распределения Максвелла.

При увеличении эмиссии катода плотность электронов во втулке МД не меняется, но возрастают число волн и плотность электронов в них [11]. Это ведет к изменению значений θ и ξ. Вскоре режим становится турбулентным [11,16]. Измерения (см., например, [18–20]) показывают, что в развитом турбулентном режиме электроны имеют максвелловское распределение скоростей ($\theta = 1$) с температурой $T_{trb} \gg T_c$. Считая, что в этом режиме наряду с формулой $W_{kr} = -\theta\xi eNU_a$ действует также формула $W_{kr} = 1.5kT_{trb}N$, из эквивалентности выражений получаем $(\theta\xi)_{trb} = -3kT_{trb}/2eU_a$. У анализируемого МД развитый турбулентный режим характеризуется температурой [21] $T_{trb} \approx 2 \cdot 10^6$ K, что при $\theta = 1$ приводит к значению $(\theta\xi)_{trb} = \xi_{trb} \approx 0.14$.

Из рассмотренных систем максвелловским распределением скоростей электронов и максимальным значением $\theta\xi \cong 1$ обладают ВД при малой эмиссии в режиме $U_a \ll -kT_c/e$ и ДГ в режиме слабого поля. Подобные состояния системы частиц можно назвать электронным термодинамическим хаосом. В развитом турбулентном режиме МД имеем $\theta_{trb} = 1$, $\xi_{trb} \approx 0.14$. Значение $\xi_{trb} < 1$ указывает на то, что турбулентный режим — одна из форм когерентного движения частиц, принципиально отличающаяся от термодинамического хаоса ($\xi = 1$). Действительно, анализ экспериментальных данных [16,21] показывает, что в развитом турбулентном режиме МД единицей заряда является не отдельный электрон, а среднестатистическая совокупность примерно 10^6 совместно перемещающихся электронов. Полученные результаты численно подтверждают представления о турбулентности, сложившиеся в гидродинамике [22,23] и физике [24,25].

Из (14) видно, что энтропия

$$S_{\mathrm{st}} = W_{kr}/T_e = -\theta\xi eNU_a/T_e \qquad (18)$$

является мерой сохраняющихся в системе некогерентных движений частиц, интенсивность которых характеризуется связанной энергией W_{kr}. Произведение коэффициентов $\theta\xi$ характеризует уровень неупорядоченности системы. У абсолютно упорядоченной системы значения $W_{kr} = 0$ и $\theta\xi = 0$. При этом все частицы неподвижны относительно друг друга и находятся в точках, в которых равнодействующая всех сил равна нулю. Таким условиям удовлетворяет идеальная кристаллическая решетка при температуре абсолютного нуля. Но подобная система является не открытой, а изолированной системой. Через открытую же систему течет поток частиц, и, следовательно, условие (9) $W_{kr} = \theta W_a > 0$ означает принципиальную недостижимость абсолютного порядка. Выше говорили, что коллективные структуры в ВД и МД обмениваются с внешней средой энергией и веществом благодаря именно относительным скоростям содержащихся в них частиц. Поэтому W_{kr} характеризует также энергетику „обменных процессов", протекающих внутри системы.

Сделаем промежуточные выводы. В абсолютно неупорядоченной системе частицы находятся в состоянии термодинамического хаоса. Это состояние характеризуется вакуумом корреляций и максвелловским распределением электронных скоростей. Коэффициенты ξ и θ учитывают отклонение конкретного состояния системы от состояния термодинамического хаоса. Коэффициент ξ характеризует когерентность движения частиц: при вакууме корреляций значение $\xi = 1$; увеличение числа совместно перемещающихся частиц сопровождается уменьшением значения ξ. Коэффициент θ учитывает уровень соответствия электронных скоростей распределению Максвелла: при полном соответствии $\theta = 1$. Чем больше несоответствие, тем меньше значение θ. Из сказанного следует, что ξ можно назвать коэффициентом пространственной неупорядоченности частиц, а θ — коэффициентом неупорядоченности частиц (и их образований в турбулентном режиме) по скоростям.

Энтропия и температура источника питания

Формула (6) представляет собой первый закон термодинамики, записанный для электронных приборов. Если вся подведенная к прибору энергия $W_0 = -eNU_a$ расходуется только на выполнение работы A и на „сброс" минимального количества теплоты W_a во внешнее пространство (т. е. других потерь, например в виде излучения электромагнитных волн, нет), то в этом случае достигается максимум произведенной работы, подобный условию теоремы С. Карно [26]. При этом энтропия $\Delta_{pp}S = W_0/T_{pp}$, переданная за время $\langle\tau\rangle$ источником питания прибору (здесь T_{pp} — температура источника), должна быть пропорциональна энтропии $\Delta_{\mathrm{ex}}S = W_a/T_e$, передаваемой прибором во внешнюю среду. Отсюда получаем соотношение для эффективной температуры источника питания

$$T_{pp} \propto T_e \frac{W_0}{W_a}. \qquad (19)$$

Отношение $W_0/W_a = 1/\xi$ характеризует эффективность использования прибором энергии источника питания.

Информация и сложность

Полагаем, что при всех изменениях режима работы прибора приведенное выше условие максимальной работы выполняется. В этом случае энтропию (14) S_{st} текущего стационарного состояния можно считать функцией этого состояния. Точнее, полагаем, что в процессе изменений, перестраивающих систему в одном направлении, энтропии начального и конечного состояния не зависят от пути, по которому совершается переход между ними. Например, в МД можно менять анодное напряжение, магнитную индукцию и число электронов. Энтропия конечного состояния не будет зависеть от того, в какой последовательности мы будем это делать. Из сказанного следует, что разность между начальным и конечным значениями энтропии также будет функцией состояния.

Введем энтропию состояния сравнения, или стандартного состояния системы,

$$S^0_{\mathrm{st}} = W_0/T_e = \Delta_{\mathrm{ex}}S_{\max} = -eNU_a/T_e. \qquad (20)$$

Эта величина совпадает с выражением (13) и равна энтропии такого стационарного состояния (14), в котором произведение коэффициентов $\theta\xi = 1$. Взяв энтропию стандартного состояния S^0_{st} в качестве начальной, а энтропию S_{st} текущего стационарного состояния — в качестве конечной, введем новую функцию состояния

$$I = S^0_{\mathrm{st}} - S_{\mathrm{st}}, \qquad (21)$$

которую назовем термодинамической информацией.

Для наглядности проследим на примере ДГ за эволюцией процессов, протекающих в приборе после включения источника анодного питания. В момент подачи напряжения U_a произведение коэффициентов $\theta\xi = 1$, и энтропия стандартного состояния в соответствии с (20), (14) описывается выражением $S^0_{\mathrm{st}} = \Delta_{\mathrm{ex}}S_{\max}$. Через некоторое время формируется домен сильного поля и устанавливается стационарный режим, характеризуемый значением $\theta\xi \approx 0.2$ и энтропией $S_{\mathrm{st}} = \theta\xi\Delta_{\mathrm{ex}}S_{\max} = 0.2\Delta_{\mathrm{ex}}S_{\max}$.

Запишем формулу (21) в развернутом виде

$$I = (1 - \theta\xi)\Delta_{\mathrm{ex}}S_{\max} = -(1 - \theta\xi)eNU_a/T_e. \qquad (22)$$

Параметр	ВД, $-eU_a \ll kT_c$; ДГ в слабом поле	ВД, $-eU_a \gg kT_c$	МД, регулярный режим	МД, турбулентный режим	ДГ, доменный режим
θ	1	≤ 0.5	0.4	1	1
ξ	1	1	0.033	0.14	0.2
$\theta\xi$	1	≤ 0.5	0.013	0.14	0.2
$1-\theta\xi$	0	≥ 0.5	0.987	0.86	0.8

Л. Бриллюэн, обосновывая негэнтропийный принцип информации [27], предположил, что система, находящаяся в состоянии, характеризуемом максимальным значением энтропии S_0, имеет значение связанной информации $I_{B0} = 0$. Если поток негэнтропии понижает энтропию системы до конечного значения S_1, то связанная информация $I_{B1} = S_0 - S_1$. По форме и сути связанная информация Л. Бриллюэна совпадает с термодинамической информацией (21), (22). Связанная информация I_{B1} с точностью до постоянного коэффициента, не имеющего в рассматриваемом случае принципиального значения, пропорциональна максимальному значению информационной энтропии К. Шеннона. Таким образом, уравнение (21) устанавливает связь между термодинамической энтропией $S^0_{\mathrm{st}} = -eNU_a/T_e$, статистической энтропией $S_{\mathrm{st}} = W_{kr}/T_e$ и информационной энтропией I. Полезно обратить внимание на то, что только при $I = 0$ статистическая энтропия равна термодинамической энтропии.

Термодинамическая информация обладает своей энергетической мерой

$$W_I = -eNU_a - W_{kr} = -(1-\theta\xi)eNU_a, \qquad (23)$$

которая следует из (22) после умножения на температуру внешней среды. Информационная энергия W_I содержится, например, в пище, которой питаются живые существа. Информация I может быть утрачена, а информационная энергия высвобождена при разрушении структуры. Подобное выделение энергии с образованием молекулярного хаоса происходит, например, при сгорании органических веществ.

Информация I является экстенсивной величиной и характеризует систему как макроскопическое образование. Вместе с тем она содержит в себе интенсивную составляющую

$$\iota = 1 - \theta\xi, \qquad (24)$$

которая характеризует особенности микроустройства системы.

Состояние термодинамического хаоса является простейшим состоянием системы, поскольку полностью описывается с помощью только одного интенсивного параметра — температуры. Любые отклонения от этого состояния сопровождаются увеличением сложности системы, для описания которой необходимо вводить дополнительные параметры. Сложность какого-либо объекта X, отсчитываемую от уже заданного другого объекта Y, А. Колмогоров [28] назвал условной сложностью $K(X/Y)$. Из формулы (24) следует, что индивидуальной мерой условной сложности системы является параметр

$$\kappa(x/y) = \iota = (1-\theta\xi), \qquad (25)$$

характеризующий ее устройство на микроскопическом уровне. Сложность $\kappa(x/y)$ не зависит от размеров системы, поэтому неудивительно, что геномы человека и, например, крошечной нематоды сопоставимы по сложности. Из (25) следует, что определенная по А. Колмогорову условная сложность есть термодинамическая информация, содержащаяся в системе о ней самой.

В таблице представлены численные значения всех рассмотренных выше величин.

Наименее сложными системами, судя по значению $(1-\theta\xi) = 0$, являются ВД в режиме $-eU_a \ll kT_c$ и ДГ в режиме слабого поля. Самой сложной системой, для описания которой потребуется наибольшее число феноменологических параметров, является МД в регулярном режиме: $(1-\theta\xi) = 0.987$. Турбулентный режим менее сложен: $(1-\theta\xi) = 0.86$. Действительно [16,21], для его описания требуются только два параметра: температура T_{trb} и среднее число N_{trb} частиц, содержащихся в одном когерентном „осколке“.

Итак, отсчет уровня упорядоченности системы начинается от состояния термодинамического хаоса, количественной мерой которого является энтропия стандартного состояния (20). Термодинамическая информация (как и сложность) является мерой отклонения конкретного стационарного состояния системы от состояния термодинамического хаоса.

Принципы самоорганизации

Обратимся к формуле (23). При заданных значениях N и U_a энергия W_I определяется энергией W_{kr}. Согласно принципу минимизации интегрального лагранжиана [14], самоорганизация частиц в открытых системах сопровождается уменьшением энергии W_{kr}. В стационарном состоянии W_{kr} достигает наименьшего значения. В соответствии с (18) энтропия стационарного состояния также достигает минимума. При этом, как следует из (23) и (22), информация I достигает максимума. Таким образом, из принципа минимизации лагранжиана следуют принципы направленной эволюции системы к стационарному состоянию, обладающему минимумом энтропии, максимумом информации и сложности.

Г. Хакен [29], введя величины $K\ln R_0$ и $K\ln R_1$, где K — константа, R_0 и R_1 — равновероятные выборы в начальном и конечном состояниях, записывает информацию в виде $I = K\ln R_0 - K\ln R_1 = K\ln R$ и на примере алфавита, содержащего большое число символов, переходит к информационной энтропии

$$i = -K\sum_j p_j \ln p_j, \quad \sum_j^M p_j = 1$$

в формулировке К. Шеннона (с точностью до коэффициента K). Затем показывает, что у физической системы, содержащей большое число частиц, в стационарном состоянии значение i достигает максимума. Если K — постоянная Больцмана, то максимум информационной энтропии Г. Хакена соответствует максимуму термодинамической информации (22) и значению связанной информации I_{B1} Л. Бриллюэна. Эти три указанных максимума относятся к тому же состоянию системы, в котором энергия W_{kr} и энтропия S_{st} достигают минимальных значений. Таким образом, все названные принципы самоорганизации материи находятся в согласии друг с другом. В состояниях, близких к термодинамическому равновесию, имеем $\theta\xi \cong 1$, $W_{kr} \cong W_a$, $S_{\mathrm{st}} \cong S^0_{\mathrm{st}} \cong \Delta_{\mathrm{ex}}S \cong \Delta_i S$. Поскольку W_a является диссипируемой энергией, а $\Delta_i S$ — производством энтропии, то минимизация этих величин означает выполнение принципа минимума диссипации энергии Л. Онсагера и принципа минимума производства энтропии И. Пригожина.

Заключение

Описание стационарных режимов, далеких от термодинамического равновесия, требует привлечения двух энергетических соотношений. Закон (1) сохранения полной энергии определяет форму, объем, внутреннюю структуру системы, ее функционирование, а также энтропию и сложность ее стационарного состояния. Закон сохранения энергии (6) определяет интенсивность обмена энергией, веществом и энтропией между системой и внешней средой.

Стационарные состояния открытых систем находятся между двумя пределами. На одном из них — состояние термодинамического хаоса, описываемое вероятностным законом — распределением Максвелла. В этом состоянии энтропия системы максимальна, информация и сложность равны нулю. На втором пределе — состояние абсолютного порядка, полностью описываемое только детерминированными законами. В этом состоянии энтропия равна нулю, информация и сложность максимальны. Состояние термодинамического хаоса является простейшим и наиболее часто встречающимся состоянием материи в Природе. Поэтому любой процесс, описываемый детерминированными функциями, „воспринимается Природой" как нечто необычное, несущее в себе информацию о чем-то отличительном от термодинамического хаоса.

Абсолютный порядок в открытой системе в принципе недостижим, поскольку невозможно добиться состояния, характеризуемого значениями $W_{kr} = 0$ и $\theta\xi = 0$. Недостижимость абсолютного порядка означает принципиальную невозможность полного и точного описания открытой системы. Выше говорилось о том, что W_{kr} учитывает случайные составляющие движения частиц и характеризует энергетику „обменных процессов". Таким образом, нам недоступно точное знание всех элементарных актов, протекающих между отдельными частицами на уровне „обменных процессов". Наблюдать все эти акты одновременно смог бы демон Максвелла. Но, как показали Л. Сцилард и Л. Бриллюэн [27], для этого ему понадобился бы источник света, энергия которого больше энергии изучаемой системы. Столь сильное вмешательство в систему сделает ее иной. Нам же для полного описания совокупности элементарных процессов придется привлекать вероятностные методы.

Автор благодарен В.Ю. Петрунькину за полезные дискуссии и руководству АО „Аргус-Спектр" за поддержку.

Автор приносит извинения за неточности, присутствующие в статье [14].

1. После формулы (2) в пояснении к ней следует читать: $L(t)$ — среднее значение лагранжиана частиц, находящихся в элементарном объеме dV.

2. После формулы (5) следует читать: система материальных частиц всегда стремится к стационарному состоянию с минимальной кинетической энергией.

Список литературы

[1] *Шредингер Э.* Что такое жизнь? Ижевск. РДХ, 1999. 96 с.
[2] *Пригожин И.* Введение в термодинамику необратимых процессов. М.; Ижевск: РХД, 2001. 160 с.
[3] *Гленсдорф П., Пригожин И.* Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Мир, 1973. 280 с.
[4] *Эбелинг В.* Образование структур при необратимых процессах. М.: Наука, 1979. 280 с.
[5] *Николис Г., Пригожин И.* Познание сложного. М.: Мир, 1990. 342 с.
[6] *Эбелинг В., Энгель А., Файстель Р.* Физика процессов эволюции. М.: Едиториал УРСС, 2001. 328 с.
[7] *Левинштейн М.Е., Пожела Ю.К., Шур М.С.* Эффект Ганна. М.: Сов. радио, 1975. 288 с.
[8] *Хакен Г.* Синергетика. М.: Мир, 1980. 404 с.
[9] *Кервалишвили Н.А.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 2. С. 174–181.
[10] *Agafonov A.V., Fedorov V.M., Tarakanov V.P.* Preprint № 37. M.: Lebedev Physical Institute, 1997.
[11] *Усыченко В.Г.* // РиЭ. 2001. Т. 46. № 12. С. 1489–1498.
[12] *Кервалишвили Н.А.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 3. С. 362–366.
[13] *Коробцев С.В., Медведев Д.Д., Русанов В.Д.* // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 4. С. 567–574.

[14] *Усыченко В.Г.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 11. С. 38–46.
[15] *Чернавский Д.С.* Синергетика и информация. М.: Наука, 2001. 244 с.
[16] *Смирнов А.В., Усыченко В.Г.* // РиЭ. 1991. Т. 36. № 1. С. 151–160.
[17] Шумы в электронных приборах / Под ред. Л.Д. Смуллина, Г.А. Хауса. М.; Л.: Энергия, 1964. 484 с.
[18] *Вигдорчик И.М.* // ЖТФ. 1936. Т. 6. Вып. 10. С. 1657–1661.
[19] *Linder E.C.* // Proc. IRE. 1938. Vol. 26. P. 344.
[20] *Соминский Г.Г.* // ЖТФ. 1968. Т. 34. Вып. 4. С. 663–668.
[21] *Усыченко В.Г.* // РиЭ. 1999. Т. 44. № 6. С. 746–750.
[22] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 840 с.
[23] *Белоцерковский О.М., Опарин А.М., Чечеткин В.М.* Турбулентность. Новые подходы. М.: Наука, 2002. 286 с.
[24] *Пригожин И., Стенгерс И.* Порядок из хаоса. М.: УРСС, 2000. 310 с.
[25] *Климонтович Ю.Л.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 2. С. 80.
[26] *Пригожин И., Кондепуди Д.* Современная термодинамика. М.: Мир, 2002. 462 с.
[27] *Бриллюэн Л.* Наука и теория информации. М.: ГИФМЛ, 1960. 392 с.
[28] *Колмогоров А.Н.* Теория информации и теория алгоритмов. М.: Наука, 1987. 304 с.
[29] *Хакен Г.* Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам. М., Мир, 1991. 240 с.