

НЕСТАТИСТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И СДВИГ РАВНОВЕСИЯ

В.И.Гервидс¹⁾, Д.Х. Морозов*

Московский инженерно-физический институт (технический университет)
115409 Москва, Россия

* Институт ядерного синтеза РИЦ "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 января 1998 г.

Показано наличие аномально большого сдвига равновесия в системах с быстро осциллирующей температурой. Термодинамические параметры такой системы существенно отличаются от значений, соответствующих постоянной температуре. В качестве примера рассчитана динамика распределений по ионизационным состояниям ионов водорода, примесных ионов гелия и углерода в водородной плазме с осциллирующей температурой. В системах с флуктуирующей температурой учет рассматриваемого эффекта может иметь важное значение при рассмотрении практически всех задач, базирующихся на поуровневой кинетике, – например, энергобаланс и спектральная диагностика турбулентной плазмы, критерии тепловой устойчивости, динамика турбулентных плазменных и газовых струй, условия усиления и генерации в активных средах электроразрядных газовых лазеров и тому подобное.

PACS: 52.25.Gj

Периферийная плазма токамака, как правило, сильно турбулентна, амплитуда осцилляций достигает нескольких десятков процентов. В этих условиях температура электронов также является быстро осциллирующей функцией времени, что не может не сказаться на спектре и мощности радиационных потерь, критериях тепловой устойчивости и ряде других характеристик плазмы. Как показано ниже, флуктуации температуры приводят к существенному изменению средних значений ряда термодинамических параметров – сдвигу равновесия. В грубых чертах, качественное объяснение эффекта сдвига равновесия при флуктуациях температуры состоит в следующем. Вблизи равновесия, – как термодинамического, так и, например, коронального, – балансируются скорости пороговых и непороговых процессов. Если скорости пороговых процессов пропорциональны экспонентам вида $\langle \nu \sigma_{thr} \rangle \propto \exp(-\Delta E/kT)$, где ΔE – энергия перехода, T – температура, то скорости непороговых процессов описываются относительно слабыми, чаще всего степенными, функциями температуры типа $\langle \nu \sigma_{unthr} \rangle \propto T^{-\mu}$, $\mu \sim 1$. При этом в большинстве случаев отношение $\Delta E/kT \gg 1$, откуда ясно, что относительно малое флуктуационное увеличение температуры приводит к увеличению скоростей заселения верхних по энергии состояний на порядки величины, при том, что скорость их дезаселения за счет непороговых переходов вниз, практически не меняется. В результате баланс скоростей и, соответственно, равновесие наступают при заселенностях верхних состояний, больших, чем при постоянной температуре, что и наблюдается в аналитических и численных расчетах, результаты которых описаны ниже. В "наиболее чистом виде" описанная ситуация реализуется в корональной плазме при $T_e \leq 10^{-2}$ эВ, когда отношение

¹⁾ e-mail: gervids@glasnet.ru

$\Delta E_{ion}/kT \sim 5 \div 10$, здесь ΔE_{ion} – энергия ионизации наиболее представленного иона. Всюду ниже предполагается, что распределение частиц по скоростям является максвелловским. Такой подход обусловлен тем, что при характерных для периферийной плазмы значениях температуры и концентраций время установления максвелловского распределения составляет $10^{-8} - 10^{-7}$ с, что по крайней мере на два порядка меньше времен осцилляции температуры. Возможное присутствие в системе "немасвелловских" частиц в данной работе не рассматривается.

Аналитические расчеты эффекта выполнены нами в рамках модели двух (водород), а также трех (примесь гелия) состояний методами теории возмущений по амплитуде гармонических осцилляций температуры вида $T = T_0 + T_1 \sin \Omega t$, $T_1 \ll T_0$. Основные результаты аналитического рассмотрения сводятся к следующему. Отклик заселенностей состояний на осцилляции температуры можно разделить на две части: постоянную и осциллирующую. Осциллирующая часть отклика появляется в линейном по амплитуде осцилляций приближении, а постоянная, то есть сдвиг равновесия, пропорциональна квадрату амплитуды, другими словами, сдвиг равновесия является сугубо нелинейным эффектом. При достаточно малом отношении периода осцилляций ко времени релаксации системы линейная часть отклика оказывается пропорциональной этому отношению и является малой. Главный член в сдвиге равновесия не зависит от этого отношения и при стремлении частоты осцилляций к бесконечности не обращается в нуль. Таким образом, при достаточно больших частотах смещение равновесия оказывается значительно больше амплитуды осцилляций заселенностей и становится главным эффектом. Отмеченная выше экспоненциальная зависимость скоростей пороговых процессов от температуры приводит к тому, что разложение в ряд по амплитуде осцилляций становится неприменимым уже при очень малых амплитудах и смещение равновесия оказывается значительно больше, чем предсказывает теория возмущений.

Численные расчеты для примеси углерода, выполненные в рамках нестационарной корональной модели [1], моделируют экспериментально наблюдавшийся спектр флуктуаций в периферийной плазме токамака Macrotor [2]:

$$T_e = T_0 \left(1 + a_0 \sum_k a_k \sin(2\pi\nu_k t + \varphi_k) \right).$$

Здесь каждая гармоника соответствует некоторому, хорошо выраженному, пику в экспериментальном спектре. Были учтены 9 гармоник с частотами от 5 до 90 кГц. Отношения амплитуд a_k взяты равными отношениям высот экспериментальных пиков, φ_k – случайные числа, равномерно распределенные от $-\pi$ до π . Как известно, уровень флуктуаций в периферийной плазме токамака может достигать $20 \div 80\%$, поэтому a_0 принималась равной 0,2, что соответствует $\sqrt{\langle(\Delta T)^2\rangle} = 0.3$.

Скорости ионизации и фоторекомбинации брались из работ [3] и [4], соответственно. Суммарные линейчатые радиационные потери, отнесенные к концентрациям электронов и примеси, вычислялись по "корональным" формулам типа [5] с использованием сечений возбуждения из [6], сил осцилляторов и энергий переходов из [7, 8].

На рис. 1, 2 представлены зависимости от времени относительных концентраций и мощностей линейчатого излучения для аппроксимации экспериментального спектра осцилляций из [2] при $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (концентрация электронов ответственна в основном за величину времени релаксации). Радиационные потери отнесены к потерям

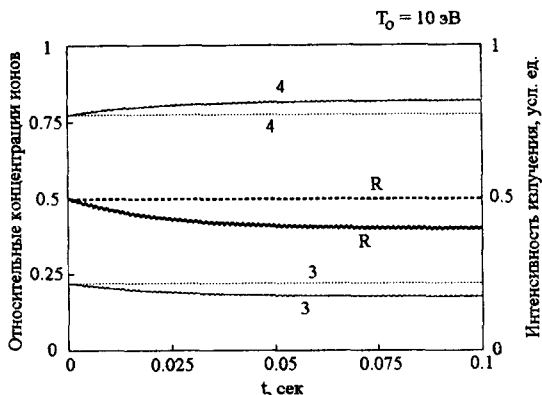


Рис.1. Зависимость от времени относительных концентраций различных ионов углерода и мощности линейчатого излучения (в относительных единицах) для средней температуры $T_e = 10$ эВ. Цифры у кривых соответствуют заряду иона. Кривая для мощности линейчатого излучения отмечена буквой R. Концентрации ионов с зарядами 0, 1, 2, 5 и 6 настолько малы, что соответствующие кривые неотличимы от горизонтальной оси

в стационарном случае, когда температура постоянна и равна среднему по времени от осциллирующей температуры, причем это отношение умножено на $1/2$, с тем, чтобы расположить соответствующие кривые на одном рисунке с относительными концентрациями. В качестве начальных условий брались относительные концентрации ионов, соответствующие равновесию (стационарному пределу) при постоянной температуре, равной среднему значению осциллирующей температуры. Рис.1 соответствует средней температуре $T_e = 10$ эВ. Наиболее представленными являются ионы с зарядами 3 и 4. Относительные концентрации остальных ионов настолько малы, что в выбранном масштабе практически совпадают с горизонтальной осью. Хорошо видно, как уходят – в силу флуктуаций температуры – относительные концентрации и мощность излучения от этих значений.

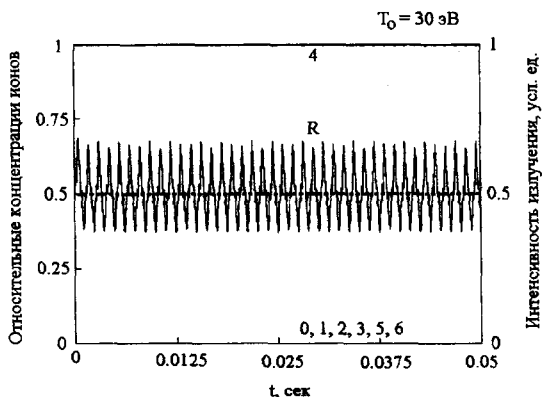


Рис.2. То же, что и рис.1, для средней температуры $T_e = 30$ эВ. Относительная концентрация гелиеподобного иона практически совпадает с единицей

Кривые рис. 2 соответствуют $T_e = 30$ эВ. Наиболее представленными ионами в этом случае являются литие- и гелиеподобные ионы углерода, причем средние концентрации составляют: для практически неизлучающих гелиеподобных ионов – 99.8%, а для определяющих излучение литиеподобных – 0.13%. Остальных ионов пренебрежимо мало. Осцилляции излучения связаны с осцилляциями концентрации литиеподобного иона. В данном случае имеет место промежуточная ситуация: время релаксации концентрации наиболее представленного гелиеподобного иона велико

по сравнению с характерным временем осцилляций температуры, при этом время релаксации концентрации (а вместе с ней и интенсивности линейчатого излучения) наиболее сильно излучающего литиеподобного иона сравнимо с характерным временем осцилляций температуры. В результате осцилляции концентрации иона C^{+3} (а вместе с ней и интенсивности линейчатого излучения) практически адиабатически следуют за осцилляциями температуры, причем, если абсолютная амплитуда осцилляций концентрации мала, то относительная величина осцилляций интенсивности излучения отнюдь не мала, что и видно из рисунка. Проведенные нами численные расчеты для более высоких температур ($50 \div 1000$ эВ) дают результаты, аналогичные показанным на рис.1 и 2.

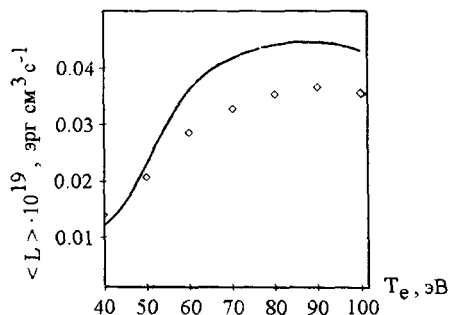


Рис. 3. Усредненные по времени мощности линейчатого излучения углерода в области второго пика. Сплошная линия – для постоянной температуры, точки – для осциллирующей температуры с тем же средним значением

Отметим, что во всех приведенных случаях сдвиг равновесия значительно больше, чем этого можно ожидать по теории возмущений, так как при выбранной амплитуде осцилляций температуры нельзя разлагать в ряд экспоненциальные коэффициенты ионизации.

Усредненные по времени суммарные радиационные потери для углерода представлены на рис. 3. Для сравнения там же показаны радиационные потери для постоянной температуры, практически совпадающие с результатами более ранних вычислений [9, 10]. При T_e около 10 эВ тридцатипроцентные осцилляции температуры могут привести к увеличению радиационных потерь в полтора раза. При температурах, соответствующих второму максимуму излучения (рис.3), еще сильнее изменяется производная от мощности линейчатого излучения по температуре, которая определяет границу устойчивости радиационной и радиационно-конденсационной мод [11].

Итак, мы видим, что нетепловые флуктуации температуры способны существенно изменить равновесные (в стационарном пределе) значения средних по времени термодинамических параметров системы. В частности, если характерное время осцилляций температуры много меньше времени релаксации системы, то в стационарном пределе сдвиг усредненных по времени параметров системы существенно превосходит амплитуду их осцилляций. Аналитически и численно эффект продемонстрирован на примере ионизационного равновесия и излучения примесей в корональной плазме. Обнаруженный эффект существенен практически в любой системе с нестатистическими флуктуациями температуры.

1. Yu.I.Galushkin, V.I.Gervids, and V.I.Kogan, Proc. of IV Intern. Conf. on Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Res., v.2, Madison, IAEA, 1971, p.407.

2. P.Liewer, Nucl. Fusion **25**, 543 (1985).
3. W.Lots, Astrophys. J. Suppl. **14**, 207 (1967).
4. G.Knorr, Z.Naturforsch. **13A**, 941(1958).
5. D.Kh.Morozov, J.J.E.Herrera, and V.I.Gervids, 6-th Int. Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Oxford, U.K., 15-th - 17-th September 1997.
6. E.Hinnov, MATT-777, 1970.
7. C.Moore, Atomic energy levels NSRD-NBS, **35**, 1971.
8. M.W.Smith and W.L.Wiese, Astrophys. J. Suppl, Series 196 **23**, 103 (1971).
9. V.I.Gervids and V.I.Kogan, Sov. JETP Lett. **21**, 150 (1975).
10. D.E.Post, R.V.Jensen, C.B.Tarter et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables **20**, 397 (1977).
11. B.Lipshultz, J. Nucl. Mater. **145-147**, 15 (1987).