

## О возможной интерпретации антикорреляции между температурой протонов и плотностью солнечного ветра

Ю. В. Думин,<sup>1, 2, \*</sup> А. Т. Лукашенко,<sup>3, †</sup> Л. М. Свирская<sup>4, 5, ‡</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,  
Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ)  
Россия, 119234, Москва, Университетский пр-т, д. 13

<sup>2</sup>Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)  
Россия, 117997, Москва, Профсоюзная ул., д. 84/32

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ)  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>4</sup>Южно-Уральский государственный университет (ЮУрГУ)  
Россия, 454080, Челябинск, пр-т Ленина, д. 76

<sup>5</sup>Южно-Уральский государственный гуманитарно-педагогический  
университет (ЮУрГГПУ). Россия, 454080, Челябинск, пр-т Ленина, д. 69

(Поступила в редакцию 22.11.2022; после доработки 28.12.2022; принята к публикации 09.01.2023)

Антикоррелированный характер распределения температуры и плотности протонов является хорошо известным свойством солнечного ветра. Однако вплоть до настоящего времени остаётся неясным, лежит ли в основе этого явления какой-либо универсальный физический механизм? К сожалению, простое рассмотрение, основанное на сопоставлении характерных времён релаксации температуры и плотности, с одной стороны, и давления, с другой стороны, сталкивается с проблемой неприменимости гидродинамического подхода в условиях, когда длина свободного пробега протонов значительно превышает пространственный размер анализируемых структур. Для разрешения этого противоречия обычно привлекаются те или иные виды МГД турбулентности, уменьшающие эффективные длины свободного пробега. В настоящей статье рассматривается альтернативный подход, основанный на электростатической (ленгмюровской) турбулентности, описываемой математическим формализмом спиновых гамильтонианов, который активно обсуждается в последнее время в литературе по статистической физике. Как вытекает из соответствующих расчётов, формирование антикоррелированных распределений температуры и плотности является универсальным свойством сильно-неравновесных плазменных состояний, описываемых гамильтонианами спинового типа, в процессе их приближения к состоянию термодинамического равновесия; и именно этот феномен мог бы лежать в основе антикорреляций, наблюдаемых в солнечном ветре.

PACS: 52.25.Kn, 52.65.-y, 94.20.Fg, 96.50.Ci, 96.60.P-. УДК: 523.62-726, 533.9.

Ключевые слова: солнечный ветер, сильно-неравновесная плазма, релаксация плазменных неоднородностей.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2330803](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2330803)

### ВВЕДЕНИЕ

Как известно, измеряемый на космических аппаратах поток плазмы солнечного ветра испытывает существенные флуктуации всех своих основных параметров — плотности, температуры, химического состава и др. (В качестве общего обзора см., например, [1, 2] и приведённые там ссылки.) С другой стороны, эти флуктуации испытывают устойчивые корреляции друг с другом, подробно анализировавшиеся в ряде предшествующих работ [3, 4].

В настоящей статье мы сконцентрируем своё внимание лишь на одном типе корреляций — между температурой протонов (являющихся основным

типом положительных ионов в солнечном ветре) и их плотностью. В качестве иллюстрации наблюдательных данных на рис. 1 приведён конкретный пример антикоррелированных распределений  $T$  и  $n$ . Он был построен по одноминутным значениям параметров, взятых из общедоступной базы данных [OMNIWeb](https://omniweb.gsfc.nasa.gov/). В целом корреляционная диаграмма имеет гиперболическую форму, что соответствует отрицательному коэффициенту корреляции. Его абсолютное значение в данном случае составляет  $r = -0.13$  для всего периода с января 2009 г. по декабрь 2017 г., т.е. в течение примерно одного цикла солнечной активности. Очень близкое значение,  $r = -0.15$ , было найдено и в более ранней работе [3] (см. табл. 2 из упомянутой статьи). Подчеркнём, что вышеупомянутые величины являются средними за очень большие периоды времени. На сравнительно коротких интервалах (порядка нескольких часов) абсолютные значения коэффициента корреляции

\* E-mail: [dumin@sai.msu.ru](mailto:dumin@sai.msu.ru), [dumin@yahoo.com](mailto:dumin@yahoo.com)

† E-mail: [a\\_lu@mail.ru](mailto:a_lu@mail.ru)

‡ E-mail: [svirskaialm@susu.ru](mailto:svirskaialm@susu.ru), [svirskayalm@mail.ru](mailto:svirskayalm@mail.ru)

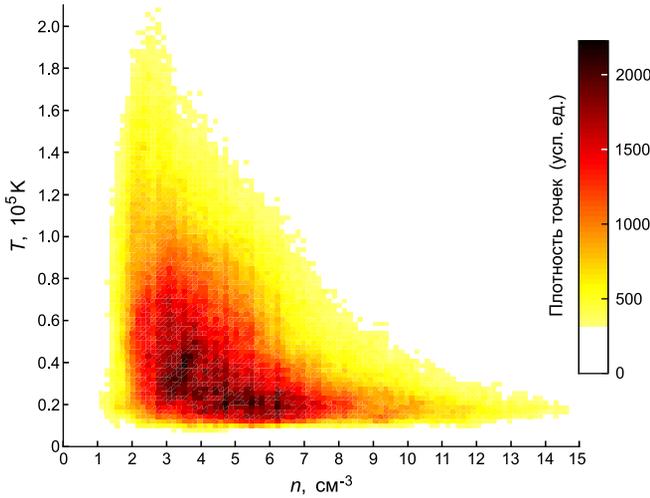


Рис. 1. Корреляционная диаграмма температуры и плотности солнечного ветра вблизи Земли за период с января 2009 г. по декабрь 2017 г. Плотность точек определяется как количество измеренных значений, попадающих в единичную ячейку размером  $(0.15 \text{ см}^{-3}) \times (2200 \text{ K})$ . Для улучшения визуализации значения меньше 300 точек на ячейку исключены

ляции могут быть значительно больше (см., например, рис. 2 из статьи [5], где  $r = -0.68$ ).

На рис. 1 можно видеть хорошо выраженные горизонтальный и вертикальный хвосты (параллельные осям  $n$  и  $T$  соответственно) в распределении наблюдательных точек. Это подразумевает, что большие значения плотности и температуры антикоррелированы друг с другом. Отметим, что здесь мы использовали линейные, а не логарифмические координаты, которые применялись в большинстве предшествующих работ. Упомянутые хвосты хорошо видны именно в линейной шкале, в то время как в логарифмической они сжимаются в одно общее пятно. Подчеркнём также, что вышеупомянутый рисунок не претендует на особую новизну: его основная цель — продемонстрировать, что найденные в более ранних работах закономерности сохраняются и в последнем солнечном цикле (хотя многие параметры солнечного ветра, вообще говоря, претерпели существенные изменения в течение двух последних циклов солнечной активности [6]).

К сожалению, доминирующей тенденцией в теоретических исследованиях космической плазмы в настоящее время стало численное моделирование, которое даёт возможность детально описать некоторые конкретные ситуации, однако не всегда позволяет выявить общие физические законы, лежащие в основе того или иного явления. Это относится, в частности, и к интерпретации вышеупомянутых антикорреляций температуры и плотности в солнечном ветре. Ещё одним «отягчающим» обстоятельством является то, что теоретические модели солнечного ветра часто формулируются изначально в предположении несжимаемой жидкости, т.к. именно для этого случая наиболее детально разви-

та теория МГД турбулентности. После этого флуктуации плотности учитываются по теории возмущений, что не всегда позволяет провести их однозначный и самосогласованный анализ. В качестве примера такого подхода см., например, статью [5] и приведённые там ссылки.

## 1. АНТИКОРРЕЛЯЦИИ В ПРОСТОЙ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

На первый взгляд, достаточно общая интерпретация антикорреляций может быть построена на основе простого газодинамического рассмотрения характерных времён релаксации различных физических величин:

1. Выравнивание неоднородностей сильно-неравновесной плазмы должно включать в себя «быструю» и «медленную» стадии, как это вытекает из двух очень различных временных масштабов релаксации флуктуаций давления  $(\Delta t)_p$ , с одной стороны, и флуктуаций плотности и температуры,  $(\Delta t)_n$  и  $(\Delta t)_T$  — с другой стороны. Действительно, характерная скорость релаксации давления — порядка скорости звука,<sup>1</sup>  $c_s \sim \lambda/\tau$  (где  $\lambda$  — длина свободного пробега, а  $\tau$  — время между столкновениями частиц). Тогда характерное время релаксации давления в области размером  $\Delta l$  может быть оценено как

$$(\Delta t)_p \approx \Delta l/c_s \sim (\Delta l/\lambda)\tau. \quad (1)$$

С другой стороны, эволюция плотности и температуры описывается уравнениями параболического типа:  $\partial n/\partial t = -\text{div}(k_n \nabla n)$  и  $\partial T/\partial t = -\text{div}(k_T \nabla T)$ , где  $k_n \approx k_T \sim \lambda^2/\tau$ . Таким образом, их характерные времена релаксации оцениваются как

$$(\Delta t)_{n,T} \approx (\Delta l)^2/k_{n,T} \sim (\Delta l/\lambda)^2\tau. \quad (2)$$

Поскольку  $\Delta l/\lambda \gg 1$ , то  $(\Delta t)_{n,T} \gg (\Delta t)_p$ , т.е. равновесное значение давления во всей системе устанавливается очень быстро, тогда как флуктуации плотности и температуры релаксируют на гораздо большем интервале времени.

2. В условиях, когда установилось некоторое среднее давление, из уравнения состояния идеального газа,  $p = nkT$  (где  $k$  — постоянная Больцмана), непосредственно вытекает, что долгоживущие флуктуации плотности  $\Delta n$

<sup>1</sup> Термин «релаксация» не обязательно подразумевает здесь затухание колебаний давления. Это может быть и просто выход на некоторое среднее значение в результате нескольких осцилляций.

и температуры  $\Delta T$  должны быть антикоррелированы друг с другом: чем меньше плотность, тем больше должна быть температура, и наоборот.

К сожалению, несмотря на достаточную общность приведённых выше соображений, их применение к случаю солнечного ветра наталкивается на вопрос о применимости самого гидродинамического приближения. Действительно, взяв в качестве типичной температуры протонов  $T \approx 10^5$  К, а в качестве типичной плотности  $n \approx 10 \text{ см}^{-3}$  [2] и используя известные выражения для сечения рассеяния заряженных частиц друг на друге (см., например, формулы (3.14) и (3.15) в [7]), получаем длину свободного пробега<sup>2</sup>  $\lambda \approx 10^9$  км. Это значение велико даже по сравнению с полным расстоянием от Солнца до Земли,  $1.5 \cdot 10^8$  км. Что же касается обсуждавшихся выше антикорреляций, то они соответствуют характерным масштабам неоднородностей ещё на несколько порядков меньше. В самом деле, если принять во внимание, что типичная скорость солнечного ветра, движущегося через измерительный прибор, составляет около 500 км/с, то флуктуациям на интервале времени в несколько минут соответствуют пространственные флуктуации масштабом всего лишь в десятки или сотни тысяч километров. Таким образом, чтобы обосновать применимость гидродинамического приближения, в развивавшихся ранее моделях солнечного ветра (см., например, [8] и приведённые там ссылки) обычно предполагалось наличие того или иного типа МГД турбулентности, значительно увеличивающей эффективные частоты столкновений.

Цель настоящей статьи — продемонстрировать, что ещё одним подходом к решению вышеуказанной проблемы могло бы стать введение в рассмотрение не магнитогидродинамической, а электростатической (ленгмюровской) турбулентности. Удобным математическим аппаратом для описания такой турбулентности являются модели неравновесной плазмы на основе гамильтонианов спинового типа, которые активно разрабатываются в последние годы.

Отметим также, что антикорреляции температуры и плотности в рамках гидродинамических уравнений предсказывались ещё в очень старой работе [5] (см. формулу (10) из упомянутой статьи). К сожалению, этот результат существенно зависел от используемого варианта теории возмущений — при одном способе введения возмущений (который был назван авторами «типом I») действительно получались антикорреляции, при другом же способе («тип II») корреляции оказывались положительными; и в конечном счёте оставалось непонятным, какой же из этих вариантов реализуется в конкретных физических ситуациях.

## 2. АНТИКОРРЕЛЯЦИИ В СИЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЕ, ОПИСЫВАЕМОЙ ГАМИЛЬТОНИАНАМИ СПИНОВОГО ТИПА

Метод описания дальнедействующих (и, в частности, кулоновских) систем многих частиц гамильтонианами спинового типа начал обсуждаться в литературе по общим вопросам статистической физики около 10 лет назад (см., например, [9, 10] и приведённые там ссылки), однако остаётся вплоть до сегодняшнего дня мало известным специалистам по физике плазмы. Поэтому представляется целесообразным вкратце резюмировать его основные положения.

Как известно, гамильтонова теория спиновых систем — давно появившийся и очень хорошо развитый в математическом смысле раздел теоретической физики, история которого насчитывает почти столетие [11, 12]. Исходной и наиболее важной областью их применения была физика твёрдого тела и в первую очередь физика магнитных явлений. Однако впоследствии гамильтонианы спинового типа стали использоваться также и для моделирования других физических явлений, например сильно-неравновесных фазовых переходов в различных теориях со спонтанным нарушением симметрии [13, 14] и даже в смежных научных областях, таких как биофизика.

Что касается плазмы, а также ансамблей многих частиц с гравитационным (ньютоновским) взаимодействием, то спиновые гамильтонианы появляются в них следующим образом. Рассмотрим одномерную систему ионов, которая является разумной аппроксимацией сильно-замагниченной плазмы. Поскольку вся плазма должна быть электрически нейтральна, то эта совокупность ионов предполагается погружённой в однородный электронный газ, что соответствует хорошо известному приближению однокомпонентной плазмы (one-component plasma, или сокращённо ОСП) [15]. Для простоты будем предполагать периодические граничные условия, так что рассматриваемая область топологически эквивалентна окружности. Тогда с математической точки зрения положения ионов можно формально характеризовать углами  $\theta_i$ , как показано на левой панели рис. 2.

Далее, в простейшем приближении кулоновский потенциал  $U(\theta)$  может быть аппроксимирован одной Фурье-гармоникой низшего порядка, т.е. функцией косинуса с периодом, соответствующим размеру системы, как показано на правой панели того же рисунка. Строго говоря, ввиду сингулярности кулоновского потенциала в нуле его Фурье-разложение является плохо определённым. Поэтому аппроксимация лишь одной (первой) гармоникой представляет собой весьма грубое приближение в том, что касается общей формы потенциала. Тем не менее, поскольку речь идёт именно о первой гармонике, которая «глобально» охватывает всю систему, то она в каком-то смысле адекватно отражает дальне-

<sup>2</sup> Здесь подразумевается рассеяние протонов на протонах, когда электроны представляют собой однородный нейтральный фон.

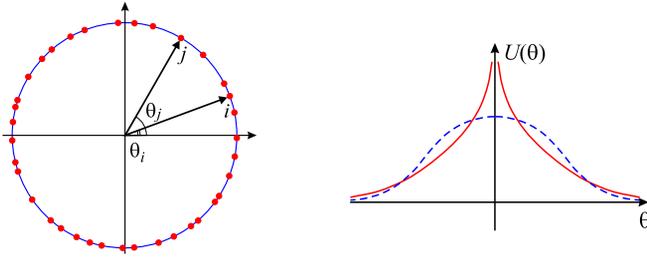


Рис. 2. Схема описания плазмы моделью спинового типа: левая панель — геометрическая конфигурация одномерной системы; и правая панель — аппроксимация кулоновского потенциала межчастичного взаимодействия (сплошная красная кривая) Фурье-гармоникой низшего порядка (штриховая синяя кривая)

действующий характер кулоновских (либо гравитационных) взаимодействий.

В результате гамильтониан ионов может быть записан в виде, аналогичном так называемому гейзенберговскому гамильтониану для системы спинов:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N p_i^2 + \frac{J}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{i-1} [1 - \cos(\theta_i - \theta_j)], \quad (3)$$

где  $p_i$  — импульсы ионов (которые для простоты считаются здесь имеющими единичную массу),  $N$  — их полное количество и  $J$  — параметр взаимодействия, стандартно используемый в спиновых моделях, который может быть выражен через параметры кулоновской или гравитационной системы. Отметим, что в случае плазмы, где частицы с зарядом одинакового знака отталкиваются друг от друга, параметр взаимодействия  $J$  в формуле (3) должен быть отрицательным. В соответствии с терминологией, используемой в физике твёрдого тела, это соответствует антиферромагнитному типу взаимодействия. При положительных  $J$  (ферромагнитное взаимодействие) частицы притягиваются друг к другу; это является аналогом гравитирующей системы.

Итак, взаимодействие между спинами по закону косинуса является аналогом кулоновского взаимодействия между заряженными частицами; при этом угол между спинами играет роль расстояния между частицами в плазме. (Дополнительный постоянный член в этой формуле был введён просто для того, чтобы получить точное соответствие со спиновой системой; он, очевидно, не влияет на уравнения движения.) Подчеркнём, что обсуждаемое взаимодействие ионов является коллективным: оно не сводится к совокупности двухчастичных столкновений. Кроме того, гамильтониан (3) учитывает очевидно лишь электрические, но не магнитные силы; в этом смысле описываемые с его помощью процессы являются аналогом электростатических (ленгмюровских) волн в плазме.

Как известно, спиновые системы характеризуются универсальными термодинамическими свойствами; и их равновесные параметры обычно могут

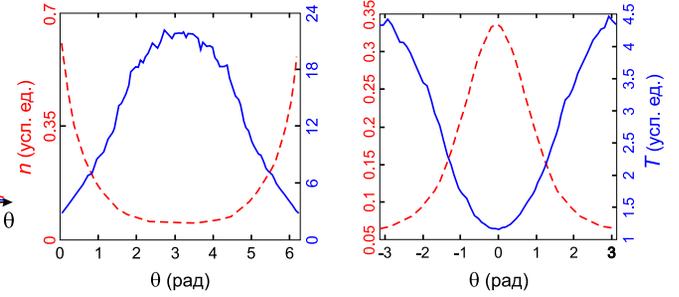


Рис. 3. Примеры антикоррелированных распределений температуры (сплошные синие кривые) и плотности (штриховые красные кривые), рассчитанные для систем, описываемых гамильтонианами спинового типа: левая панель — рис. 2 из работы [9], воспроизведён с разрешения Springer Nature Switzerland AG, © 2014; правая панель — рис. 2 из работы [10], воспроизведён с разрешения American Physical Society, © 2015. На обеих панелях результаты выражены в безразмерных единицах, использовавшихся в оригинальных расчётах

быть вычислены в аналитическом виде, по крайней мере, в одно- и двумерном случаях [11, 12]. С другой стороны, неравновесные свойства зависят от начальных и/или граничных условий и их расчёт обычно требует комбинации аналитических и численных методов. В частности, динамика сильно-неравновесной плазмы, описываемой гамильтонианами типа (3), исследовалась в работах [9, 10]. Примеры соответствующих расчётов представлены на рис. 3. Левая панель соответствует случаю «антиферромагнитного» (кулоновского) взаимодействия, когда дополнительно присутствовало постоянное внешнее поле, а начальное распределение скоростей было немаксвелловским. Правая панель относится к случаю «ферромагнитного» (гравитационного) взаимодействия с максвелловским начальным распределением скоростей, возмущённым кратковременным импульсом внешнего поля.

Таким образом, как видно из этих иллюстраций, весьма общим свойством релаксации неравновесных систем многих частиц, описываемых моделями спинового типа, является формирование антикоррелированных пространственных распределений температуры и плотности на некотором промежуточном этапе их эволюции, пока ещё не было достигнуто состояние полного термодинамического равновесия. Весь этот процесс в целом может быть проиллюстрирован диаграммой, изображённой на рис. 4:

1. Предполагается, что первоначально плазма была создана в состоянии со значительными флуктуациями как температуры  $T$ , так и плотности  $n$ , которые, в свою очередь, были независимы друг от друга (левая панель).
2. Далее такая плазма быстро эволюционирует в некоторое квазистационарное состояние, в котором большие флуктуации  $\Delta T$  и  $\Delta n$  всё ещё сохраняются, но становятся антикоррелированными друг с другом (центральная панель).

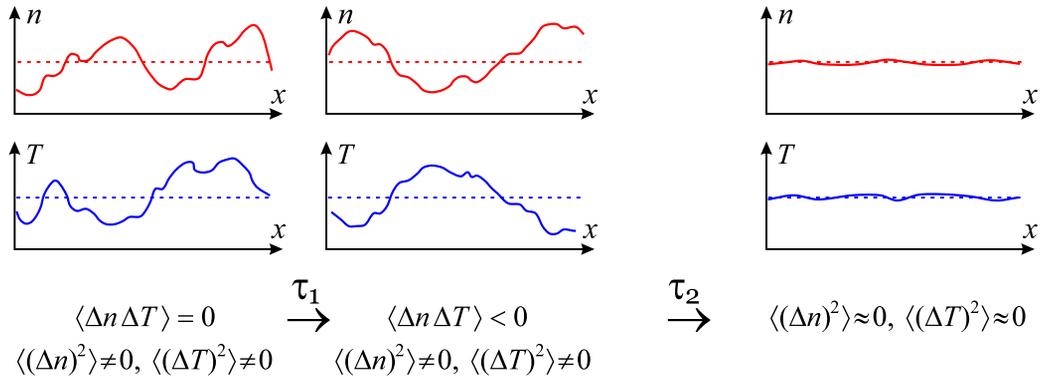


Рис. 4. Схематическое изображение двух стадий релаксации сильно-неравновесной плазмы. Увеличенное пространство между второй и третьей панелями подразумевает гораздо большую длительность второй стадии релаксации по сравнению с первой

3. Наконец, на гораздо большем временном интервале флуктуации постепенно затухают, и устанавливается состояние истинного термодинамического равновесия (правая панель).

Важно отметить, что характерные времена первой и второй стадий релаксации,  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , кардинально отличаются друг от друга [9, 10]. Первая стадия (т.е. переход от произвольного сильно-неоднородного состояния в долгоживущее квазистационарное состояние с антикоррелированными распределениями  $T$  и  $n$ ) протекает в течение приблизительно одной единицы безразмерного времени, если пользоваться безразмерным гамильтонианом (3). В физических единицах это соответствует обратной плазменной частоте:

$$\tau_1 \sim 1/\nu_{\text{pl}}. \quad (4)$$

Что же касается второй стадии (т.е. релаксации долгоживущего квазистационарного состояния к состоянию истинного термодинамического равновесия), то оно занимает время

$$\tau_2 \sim N/\nu_{\text{pl}}, \quad (5)$$

где  $N$  — полное число заряженных частиц, участвующих в этом процессе. Так как  $N \gg 1$ , то  $\tau_2 \gg \tau_1$ .

Подчеркнём, что именно долгоживущее «промежуточное» состояние представляет значительный интерес для интерпретации целого ряда наблюдаемых физических явлений. Так, например, уже в оригинальной работе [10] было высказано предположение, что именно промежуточное антикоррелированное состояние  $T$  и  $n$  могло бы быть использовано для решения давно известной астрофизической проблемы нагрева солнечной атмосферы, а именно резкого увеличения её температуры от  $\sim 5000$  К на уровне фотосферы до  $(1 - 2) \times 10^6$  К в короне [16, 17].

К сожалению, более тщательный анализ показывает, что данный механизм не может иметь отношение к нагреву солнечной короны по следующим двум причинам [18]. Во-первых, он предполагает, что неоднородности (крупномасштабные флук-

туации) температуры и плотности устанавливаются в результате самосогласованных процессов релаксации в рассматриваемой кулоновской системе (плазме), в то время как резкое уменьшение плотности в короне Солнца связано, очевидно, с гравитационной стратификацией во внешнем поле. Во-вторых, даже если бы крупномасштабные пространственные вариации температуры в солнечной короне и установились в результате процессов релаксации, предсказываемых спиновой моделью, то они имели бы случайно направленные градиенты (вверх и вниз) в различных магнитных силовых трубках. Таким образом, наблюдаемая температура либо изменялась бы разнонаправленным образом в различных областях вдоль поверхности Солнца, либо оставалась бы в среднем постоянной (если индивидуальные магнитные трубки достаточно тонки и не разрешаются в наблюдениях). Оба эти случая очевидно не соответствуют реальности.

С другой стороны, изображённый на рис. 4 процесс двухэтапной релаксации с формированием долгоживущего промежуточного антикоррелированного состояния представляет значительный интерес именно для интерпретации неоднородной структуры солнечного ветра. Действительно, оба принципиальных препятствия, упомянутых выше, в этом случае уже не будут иметь места:

1. Поскольку солнечный ветер распространяется более или менее свободно, гравитационное поле уже не играет существенной роли в локальной системе отсчёта, связанной с веществом (т.е. ситуация в определённом смысле аналогична состоянию невесомости внутри космического корабля). Поэтому в разумном приближении релаксация температуры и плотности может протекать самосогласованно, как это и требуется в плазменной модели спинового типа.
2. В сопутствующей системе отсчёта распределения температуры и плотности солнечного ветра действительно проявляют *разнонаправленные* флуктуации различных пространственных масштабов. (При прохождении по-

тока солнечного ветра через измерительную аппаратуру, установленную на спутнике, эти флуктуации регистрируются как флуктуации во времени.)

Таким образом, представленный во Введении рис. 1 и результаты других работ, процитированные там же, хорошо укладываются в общие предсказания плазменных моделей спиновое типа. Конкретно, нескоррелированные флуктуации  $T$  и  $n$ , естественно ожидаемые при истечении солнечного ветра из короны (левая панель на рис. 4), трансформируются с течением времени в долгоживущие антикоррелированные распределения этих величин (центральная панель на том же рисунке).

Оценим характерные времена соответствующих процессов согласно формулам (4) и (5). При типичной концентрации протонов в солнечном ветре  $n \approx 10 \text{ см}^{-3}$  получаем время формирования антикорреляций:  $\tau_1 \sim 10^{-3} \text{ с}$ , что, очевидно, много меньше интересующего нас одноминутного масштаба флуктуаций.

Далее, для оценки времени существования антикоррелированного состояния  $\tau_2$  необходимо знать эффективное число частиц  $N$  в квазиодномерной «спиновой цепочке». Оно может быть оценено как  $n^{1/3} \Delta l$ , где  $n^{1/3}$  — среднее межчастичное расстояние, а  $\Delta l$  — характерный пространственный размер неоднородности. При типичной скорости солнечного ветра  $500 \text{ км/с}$  для интересующих нас одноминутных флуктуаций получаем  $\Delta l \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см}$ . Тогда формула (5) даёт:  $\tau_2 \sim 5 \cdot 10^6 \text{ с}$ , т.е. условие выживания обсуждаемых антикорреляций выполняется с огромным запасом. В некотором смысле приведённая оценка выглядит даже подозрительно оптимистичной: не исключено, что эффекты МГД турбулентности разрушают антикоррелированные состояния на более коротком временном масштабе. Этот вопрос ещё требует более глубокого исследования.

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Говоря об эффективности формирования антикоррелированных распределений температуры и плотности, интересно остановиться несколько более подробно на выраженности этого эффекта в различные фазы цикла солнечной активности. Действительно, упоминавшийся нами во Введении коэффициент корреляции  $r = -0.13$  (и близкие значения, найденные другими авторами) был получен для достаточно продолжительного периода — с января 2009 г. по декабрь 2017 г. включительно, т.е. примерно для одного полного цикла. С другой стороны, как показывает более детальный анализ данных наблюдений, абсолютное значение  $r$  может существенно варьироваться в зависимости от уровня солнечной активности на более коротких временных интервалах. Например, как видно из рис. 5, абсолютное значение коэффициента корреляции  $|r|$  достигает максимальных значений порядка 0.2–0.25 в периоды низкой активности Солнца (2009–2010

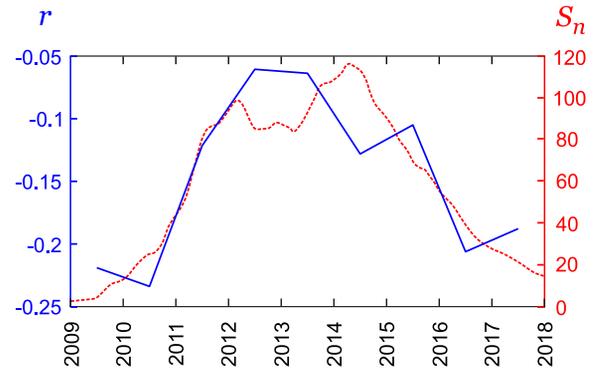


Рис. 5. Вариации коэффициента корреляции  $r$  (сплошная синяя кривая) в зависимости от уровня солнечной активности, характеризуемой среднемесячным числом солнечных пятен  $S_n$  (пунктирная красная кривая) в течение одного солнечного цикла, с 2009 по 2018 гг.

и 2016–2018 гг.) и падает до 0.05 в период наиболее высокой активности.

Такое поведение, вообще говоря, неудивительно — в периоды низкой активности истечение солнечного ветра из короны Солнца должно иметь более «спокойный» характер, когда флуктуации температуры и плотности изначально являются случайными и независимыми друг от друга. Именно это предположение лежит в основе моделей плазменной релаксации, описываемой гамильтонианами спиновое типа. С другой стороны, в периоды высокой активности Солнца можно ожидать большого количества событий в которых исходные флуктуации  $T$  и  $n$  скоррелированы положительно, например, в результате корональных выбросов массы (КВМ), связанных с разрывом магнитных трубок в атмосфере Солнца. Действительно, как видно, например, на рис. 2 из работы [6], типы солнечного ветра, ассоциируемые с выбросами, занимают существенно больший процент времени в периоды высокой активности Солнца, чем в периоды его низкой активности. Начальные положительные корреляции между  $T$  и  $n$  в области формирования солнечного ветра должны отчасти сохраняться и в процессе его последующей эволюции при распространении к Земле, тем самым уменьшая величину антикорреляций в соответствующие периоды наблюдений.

Во избежание недоразумений подчеркнём, что не следует преувеличивать степень универсальности вышеописанного механизма развития антикорреляций. Например, антикоррелированные распределения температуры и плотности хорошо известны в атмосферах планет [19, 20], однако там они имеют совсем иную природу. Грубо говоря, возрастание температуры в разреженных внешних слоях планетных атмосфер связано просто с тем, что они находятся ближе к внешнему источнику излучения — Солнцу и тем самым эффективнее поглощают его излучение. Это не имеет никакого отношения к процессам релаксации в неравновесном газе.

Резюмируя основное содержание настоящей статьи, можно отметить, что метод спиновых гамилтонианов является эффективным способом описания ленгмюровской турбулентности в сильно-неравновесной плазме. Этот метод, с одной стороны, основан на ряде существенных упрощений, в частности на приближении однокомпонентной плазмы и достаточно грубой аппроксимации кулоновского потенциала, как обсуждалось выше. С другой стороны, в рамках этих упрощений оказывается возможным построить самосогласованную модель релаксации плазменных неоднородностей без каких-либо дополнительных предположений о характеристиках возникающей турбулентности. Предсказываемая в рамках этой модели «двухступенчатая»

релаксация сильно-неравновесной плазмы с длительной промежуточной стадией антикоррелированных распределений температуры и плотности представляет значительный интерес для интерпретации наблюдаемых свойств солнечного ветра.

ЮВД благодарен С.И. Безродных за ценные комментарии по математическим вопросам, а также Ю.И. Ермолаеву, И.Ф. Никулину, М.О. Рязанцевой и Б.П. Филипову за обсуждение данных наблюдений. Кроме того, авторы глубоко признательны анонимному рецензенту за целый ряд интересных замечаний, способствовавших улучшению рукописи. Данные по солнечному ветру были получены с помощью интерфейса GSFC/SPDF OMNIWeb по адресу: <https://omniweb.gsfc.nasa.gov>.

- [1] *Веселовский И.С., Ермолаев Ю.И.* // Плазменная гелиогеофизика. Т. 1 / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2010. С. 269.
- [2] *Чашей И.В.* // Плазменная гелиогеофизика. Т. 1 / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: Физматлит, 2010. С. 272.
- [3] *Borovsky J.E.* // *J. Geophys. Res.* **117**. A05104. (2012).
- [4] *Веселовский И.С., Лукашенко А.Т., Капорцева К.Б.* // *Ядерн. физ.* **81**. 663. (2018). (*Veselovsky I.S., Lukashenko A.T., Kaportseva K.B.* // *Phys. Atomic Nuclei.* **81**. 766). (2018).)
- [5] *Zank G.P., Matthaeus W.H., Klein L.W.* // *Geophys. Res. Lett.* **17**. 1239. (1990).
- [6] *Yermolaev Yu.I., Lodkina I.G., Khokhlachev A.A., Yermolaev M.Yu.* // *Universe.* **8**. 495. (2022).
- [7] *Lang K.R.* *Astrophysical Formulae: A Compendium for the Physicist and Astrophysicist.* Springer, Berlin, 1974 (*Ленг К.* *Астрофизические формулы.* Ч. 1. М.: Мир, 1978).
- [8] *Chashei, I.V.* // *Adv. Space Res.* **20**. 31. (1997).
- [9] *Casetti L., Gupta S.* // *Eur. Phys. J. B.* **87**. 91. (2014).
- [10] *Teles T.N., Gupta S., Di Cintio P., Casetti L.* // *Phys. Rev. E.* **92**. 020101(R). (2015).
- [11] *Isihara A.* *Statistical Physics.* Acad. Press, NY, 1971 (*Исихара А.* *Статистическая физика.* М.: Мир, 1973).
- [12] *Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш.* *Термодинамика, статистическая физика и кинетика.* М.: Наука, 1972. (*Rumer Yu.B., Ryukin M.Sh.* *Thermodynamics, Statistical Physics, and Kinetics.* Mir, Moscow, 1980).
- [13] *Dumin Yu.V.* // *New J. Phys.* **11**. 103032. (2009).
- [14] *Dumin Yu.V.* // *Adv. High Energy Phys.* 241831. (2014).
- [15] *Ichimaru S.* // *Rev. Mod. Phys.* **54**. 1017. (1982).
- [16] *Walsh R.W., Ireland J.* // *Astron. Astrophys. Rev.* **12**. 1. (2003).
- [17] *Erdélyi R., Ballai I.* // *Astron. Nachr.* **328**. 726. (2007).
- [18] *Dumin Yu.V.* // *Phys. Rev. E.* **93**. 066101. (2016).
- [19] *Rishbeth H., Garriot O.K.* *Introduction to Ionospheric Physics.* Acad. Press: NY, 1969 (*Ришбет Г., Гарриот О.К.* *Введение в физику ионосферы.* Л.: Гидрометеоздат, 1975).
- [20] *Ratcliffe J.A.* *An Introduction to the Ionosphere and Magnetosphere.* Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 1972 (*Ратклифф Дж.* *Введение в физику ионосферы и магнитосферы.* М.: Мир, 1975).

## On the Probable Interpretation of Anticorrelation between the Proton Temperature and Density in the Solar Wind

Yu.V. Dumin<sup>1,2,a</sup>, A.T. Lukashenko<sup>3,b</sup>, L.M. Svirskaya<sup>4,5,c</sup>

<sup>1</sup>*Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119234, Russia*

<sup>2</sup>*Space Research Institute of Russian Academy of Sciences. Moscow 117997, Russia*

<sup>3</sup>*Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics.*

*Moscow 119991, Russia*

<sup>4</sup>*South Ural State University (National Research University). Chelyabinsk 454080, Russia*

<sup>5</sup>*South Ural State Humanitarian Pedagogical University. Chelyabinsk 454080, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>dumin@sai.msu.ru, <sup>b</sup>a\_lu@mail.ru, <sup>c</sup>svirskaialm@susu.ru*

The anticorrelated distributions of temperature and density of protons are a well-known property of the solar wind. Nevertheless, it is unclear till now if they are formed by some kind of the universal physical mechanism? Unfortunately, a straightforward comparison of the characteristic relaxation times for the temperature and density, on the one hand, and pressure, on the other hand, encounters the problem of inapplicability of the hydrodynamical approach in the situation when the free-path length of the protons is considerably greater than the spatial scale of the structures under consideration. To resolve this problem, some kinds of the

MHD turbulence — reducing the effective free paths — are usually assumed. In the present paper, we use an alternative approach based on the electrostatic (Langmuir) turbulence, described by the mathematical formalism of the spin-type Hamiltonians, which was actively discussed in the recent time in the literature on statistical physics. As follows from the corresponding calculations, formation of the anticorrelated distributions of temperature and density is a universal property of the strongly nonequilibrium plasmas governed by the spin-type Hamiltonians when they gradually approach the thermodynamic equilibrium. So, just this phenomenon could be responsible for the anticorrelations observed in the solar wind.

PACS: 52.25.Kn, 52.65.-y, 94.20.Fg, 96.50.Ci, 96.60.P-.

*Keywords:* solar wind, strongly nonequilibrium plasmas, relaxation of plasma irregularities.

*Received 22 November 2022.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 3. Pp. 392–398.

#### **Сведения об авторах**

1. Думин Юрий Викторович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; e-mail: [dumin@yahoo.com](mailto:dumin@yahoo.com).
2. Лукашенко Анастасия Тарасовна — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; e-mail: [a\\_lu@mail.ru](mailto:a_lu@mail.ru).
3. Свирская Людмила Моисеевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: [svirskayalm@mail.ru](mailto:svirskayalm@mail.ru).