

О механизмах переноса тепла в солнечных вспышках. 2. Учет релаксации теплового потока

А. В. Орешина^a, Б. В. Сомов^b

Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ),
отдел физики Солнца. Россия, 119991, Москва, Университетский пр-т, д. 13.

E-mail: ^aavo@sai.msu.ru, ^bsomov@sai.msu.ru

Статья поступила 23.12.2010, подписана в печать 21.02.2011

Исследуются физические свойства процесса переноса тепла из источника энергии солнечной вспышки, высокотемпературного пересоединяющего токового слоя, в окружающую плазму атмосферы Солнца. Главное внимание уделено учету столкновительной релаксации теплового потока и анализу связанных с ней эффектов. Физический смысл этого явления заключается в том, что тепловой поток реагирует на изменение пространственного распределения температуры не мгновенно, как в простейшем приближении, описываемом классическим законом Фурье, а с некоторой задержкой. Показано, что такой механизм лучше описывает перенос тепла во вспышках, чем классическая и аномальная теплопроводность [1].

Ключевые слова: Солнце, солнечные вспышки, магнитное пересоединение, теплопроводность.

УДК: 523.98. PACS: 96.60.Q-, 96.60.qe, 96.60.Iv, 95.30.Tg.

Введение

В настоящей работе мы продолжаем исследование физических механизмов переноса тепла в солнечных вспышках. В предыдущей работе [1] для построения математических моделей явления было применено широко используемое простейшее приближение обычного теплового потока, который обусловлен кулоновскими столкновениями электронов плазмы и описывается классическим законом Фурье $F_{cl} = -\kappa \nabla T$. Было показано, что в условиях солнечных вспышек, когда плазма в короне нагревается так называемым *сверхгорячим* (электронная температура $T_e \gtrsim 10^8$ К) турбулентным токовым слоем [2, 3], расположенным в области пересоединения взаимодействующих магнитных потоков, такое приближение не применимо. Кроме этого было проанализировано приближение аномального потока тепла $F_{an} \sim T_e^{3/2}$, обусловленного взаимодействием электронов плазмы с ионно-звуковыми колебаниями [4, 5]. Сделан вывод, что аномальный тепловой поток порождает неустойчивые профили температуры. Однако при этом остается открытым вопрос, каким именно должен быть реальный тепловой поток в условиях возбуждения той или иной плазменной турбулентности в солнечных вспышках.

Между тем в физике плазмы хорошо известен более аккуратный подход к вычислению столкновительного теплового потока, описанный наиболее полно в [6] применительно к импульсно нагреваемой лазерной плазме; более общее рассмотрение проблемы см. в [7, § 8.7]; [8, § 6.4]. Напомним, что при выводе закона Фурье делается предположение о том, что функция распределения электронов меняется медленно на временах, сравнимых с характерным временем столкновений тепловых электронов. Столь жесткое ограничение на скорость изменения функции распределения становится меньше, если учесть эффект столкновительной релаксации теплового потока. В результате становится возможным столкновительное описание более быстрых тепловых процессов

в плазме. Метод базируется на уравнениях моментов Греда [9] при разложении функции распределения электронов по трехмерным полиномам Эрмита–Чебышева. При этом используется так называемая 13-моментная система уравнений Греда, предпочтительность которой относительно систем более высокого порядка определяется тем, что она содержит только имеющие ясный физический смысл и поддающиеся измерению тринадцать моментов функции распределения электронов, а именно плотность, скорость, температуру, тензор давления и тепловой поток. Соответственно система включает в себя законы сохранения массы, импульса и энергии в виде уравнений гидродинамического типа (см., например, [10], § 9.3), уравнение для тензора давления и, наконец, уравнение, представляющее собой обобщение закона Фурье в виде

$$F = -\kappa \nabla T - \tau \frac{\partial F}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь τ — некоторое характерное время релаксации теплового потока, связанное с электронными столкновениями.

При постоянных параметрах κ и τ уравнение (1) давно использовалось для описания процессов теплопереноса в разреженных газах [11, уравнение (3.38a)] (см. также [12] и цит. лит.). С учетом зависимости κ и τ от температуры уравнение (1) исследовалось с математической точки зрения, например, в [13]. Анализировались допустимые классы аналитических решений (автомодельных и типа бегущих волн), а также разрабатывались разностные схемы для численного решения. В наши дни этот подход широко используется в прикладной физике, например при исследовании лазерной плазмы в силу малости размеров облучаемых мишеней и наличия высоких температур [14], при изучении нагрева тонких пластин графита [15], при разработке технических устройств, работающих во временном нанодиапазоне [16], и во многих других областях.

В физике солнечных вспышек столкновительная релаксация теплового потока практически не рассматривалась. Например, в [17] она учитывалась при численном моделировании тепловых волн в плазме с весьма невысокой температурой $T_e \sim 10^7$ К, как это предполагалось в 1980-е гг. Тогда расчеты показали, что эффект релаксации теплового потока играет заметную роль только в начальные моменты времени, до ~ 5 с и в дальнейшем становится пренебрежимо малым. Постановка нашей задачи базируется на современных наблюдениях солнечных вспышек в мягком и жестком рентгеновском излучении [18–20] с высоким временным, пространственным и спектральным разрешением, а также на современных самосогласованных моделях сверхгорячего турбулентного токового слоя [2, 3], которые объясняют эти наблюдения. При этом электронная температура в токовом слое достигает значений $\sim 3 \cdot 10^8$ К. Цель настоящей работы — выяснить, какова роль столкновительной релаксации теплового потока при столь высоких температурах.

1. Постановка задачи

Рассмотрим трубки линий магнитного поля, соединенные со сверхгорячим пересоединяющим токовым слоем в течение нескольких секунд и затем отсоединившиеся от него. Вдоль каждой такой трубки перенос тепла в плазме атмосферы Солнца описывается простейшим уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\operatorname{div} \mathbf{F}.$$

Здесь \mathbf{F} — вектор плотности потока тепловой энергии, ε — внутренняя энергия плазмы в единице объема. Будем рассматривать тепловую волну в электронной компоненте плазмы, поскольку ионы не успевают нагреться до столь высоких температур за времена, характеризующие скорость распространения тепловой волны. Если бы было достигнуто состояние термодинамического равновесия, то

$$\varepsilon = \frac{3}{2} n_e k_B T, \quad (2)$$

где T и n_e — температура и концентрация электронов, k_B — постоянная Больцмана. Строго говоря, в рассматриваемых нами условиях термодинамического равновесия может не быть, а равенство (2) является определением некоторой эффективной температуры. Пренебрегая изменением плотности плазмы в процессе нагрева, а также полагая, для простоты, что каждая трубка прямолинейна и имеет постоянную площадь поперечного сечения, переписываем уравнение теплопроводности в одномерном виде [1]:

$$c_V \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial l}, \quad (3)$$

где $c_V \equiv (3/2)n_e k_B$, l — координата, отсчитываемая от токового слоя вдоль магнитной трубки.

Таким образом рассматриваемый нами процесс переноса тепла описывается уравнением для потока тепла (1) и уравнением теплопроводности (3). Это система дифференциальных уравнений гиперболического типа. Она позволяет найти распределение температуры вдоль трубки в различные моменты времени.

Входящее в уравнение (1) время релаксации τ в общем случае зависит от температуры [8, § 6.4]. Для полностью ионизованной столкновительной плазмы

$$\tau = \tau_0 T^{3/2}. \quad (4)$$

Величина τ_0 не вычисляется в рамках рассматриваемого метода [6], оставаясь свободным параметром. Для ее вычисления необходимо привлекать дополнительные соображения (см. следующий раздел).

Будем решать уравнения (1) и (3) для следующих двух вариантов граничных условий:

при $0 \leq t \leq t_1$ (задача 1 — для трубки, соединенной с токовым слоем)

$$T(l, t)|_{l=0} = T_s, \quad T(l, t)|_{l \rightarrow \infty} = T_0; \quad (5)$$

при $t > t_1$ (задача 2 — для трубки, отсоединившейся от токового слоя)

$$F(l, t)|_{l=0} = 0, \quad T(l, t)|_{l \rightarrow \infty} = T_0,$$

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} T(l, t) dl = \text{const}. \quad (6)$$

Здесь $t_1 = 7$ с — время контакта трубки со слоем, $T_s = 3.7 \cdot 10^8$ К — температура токового слоя (согласно модели SHTCL [1]), $T_0 = 10^6$ К — температура окружающей плазмы. Первое из условий (6) связано с отсутствием теплового потока, направленного внутрь трубки после ее отсоединения от SHTCL. Последнее представляет собой закон сохранения тепловой энергии в трубке после выхода ее из SHTCL; при этом полагается, что трубка симметрична относительно точки $l = 0$.

2. Релаксация теплового потока

Отметим некоторые очевидные свойства столкновительной релаксации. Пусть, например, в некоторой области пространства вследствие теплопроводного процесса температура перестала зависеть от координат. Тогда из уравнения (1) получаем, что в этой области поток тепла определяется уравнением

$$F = -\tau \frac{\partial F}{\partial t}. \quad (7)$$

Отсюда при $\tau = \text{const}$ следует экспоненциальное затухание теплового потока с характерным временем τ , $F \propto \exp(-t/\tau)$. Следовательно, по истечении времени τ после начала процесса начальные условия для уравнения (1) уже не сказываются, и поток тепла F полностью определяется состоянием электронной компоненты плазмы в момент времени t . Поэтому время τ есть время релаксации теплового потока. Для дальнейшего важно следующее. В произвольный момент времени t тепловой поток F зависит от всех предыдущих состояний электронной компоненты в пределах интервала времени порядка τ . Таким образом, физический смысл релаксации теплового потока заключается в том, что поток реагирует на изменение пространственного распределения температуры не мгновенно, как в классическом случае с законом Фурье, а с некоторой задержкой. Вытекающее из уравнения (7) экспоненциальное затухание проявляет себя вблизи экстремумов температуры,

в частности ее максимумов, как это будет видно из приведенного в следующем разделе решения задачи.

Заметим также, что при быстрых процессах зависимость потока от градиента температуры ослабляется по сравнению с классическим случаем. Введем характерное время изменения потока $\gamma = F/(\partial F/\partial t)$. Тогда уравнение (1) принимает вид

$$F = -\kappa \frac{\partial T}{\partial l} \frac{1}{1 + \tau/\gamma}.$$

Если поток изменяется медленно, т. е. $\gamma \gg \tau$, то получаем классический закон Фурье $F_{cl} = -\kappa \partial T/\partial l$. Если же процесс быстрый, т. е. $\gamma \ll \tau$, то реальный тепловой поток становится значительно меньше классического. Действительно,

$$F = -\kappa \frac{\partial T}{\partial l} \frac{\gamma}{\tau} \ll F_{cl}. \quad (8)$$

Отметим еще одно принципиальное свойство процесса столкновительной релаксации. Реальный тепловой поток никогда не превышает некоторого максимального значения F_{max} , которое пропорционально $T^{3/2}$. Чтобы убедиться в этом, подставим формулу

$$F = F_{max} = F_0 T^{3/2}, \quad (9)$$

где F_0 — некоторая константа, в формулу для потока тепла при быстром процессе (8) и в уравнение теплопроводности (3). Учтем, что коэффициент теплопроводности и время релаксации в полностью ионизованной плазме зависят от температуры:

$$\kappa = \kappa_0 T^{5/2}, \quad \tau = \tau_0 T^{3/2}.$$

Тогда увидим, что уравнения (8) и (3) совпадают, если выполняется равенство

$$F_0 = \frac{2}{3} \left(\frac{\kappa_0 c_V}{\tau_0} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Следовательно, максимальное значение теплового потока F_{max} и время релаксации τ связаны между собой. Если величина коэффициента F_0 известна из каких-либо дополнительных соображений, то равенство (10) можно рассматривать как способ определения коэффициента τ_0 .

Для оценки времени релаксации в солнечных вспышках из (10) находим

$$\tau_0 = \frac{4}{9} \frac{\kappa_0 c_V}{F_0^2}. \quad (11)$$

В свою очередь оценим значение F_0 , используя результаты работы [4], в которой перенос тепла в плазме, нагреваемой лазером, исследовался с помощью аналитических и численных методов. Тепловой поток в этом случае оказывается ограничен значением

$$F_{max} \approx (0.16-0.56) \frac{1}{2} n_e m_e V_{Te}^3 \approx (0.23-0.78) T^{3/2}.$$

Предполагая некоторую аналогию с рассматриваемым нами случаем, положим

$$F_0 \approx 0.23-0.78 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{К}^{-3/2}.$$

Отсюда, согласно равенству (11), находим

$$\tau_0 \approx (1.1-13) \cdot 10^{-12} \text{ с} \cdot \text{К}^{-3/2}.$$

Поскольку характерная температура плазмы в короне при нагреве сверхгорячим токовым слоем, $T \sim 10^8$ К, получаем следующую оценку времени релаксации в солнечных вспышках:

$$\tau = \tau_0 T^{3/2} \sim 1.1-13 \text{ с}.$$

Эти значения сопоставимы со временем контакта магнитной трубки с токовым слоем $t_1 \approx 7$ с. Поэтому учет эффекта столкновительной релаксации теплового потока в солнечных вспышках абсолютно необходим.

3. Решение задачи и обсуждение результатов

Система уравнений (1) и (3) решалась численно с помощью алгоритма, основанного на чисто неявной разностной схеме [21]. Она является наиболее надежной для решения задач, в которых время релаксации теплового потока меняется в широком диапазоне [22]. В нашем случае это очень важное преимущество, поскольку температура меняется от начального значения ($\sim 10^6$ К) до максимального ($\sim 3.7 \cdot 10^8$ К), т. е. более чем на два порядка, что влечет за собой изменение времени релаксации $\tau \propto T^{3/2}$ почти на четыре порядка.

На рис. 1 сплошными линиями представлены распределения температуры, рассчитанные при $\tau_0 = 13 \cdot 10^{-12} \text{ с} \cdot \text{К}^{-3/2}$ в последовательные моменты времени. Штриховыми линиями показаны распределения, полученные при $\tau_0 = 0$, т. е. при использовании классического закона Фурье; они, разумеется, повторяют результат, полученный в виде автомодельных решений [1]. Числа возле кривых указывают время, прошедшее от начала контакта трубки с токовым слоем. Видно, что по сравнению с классическим случаем фронт тепловой волны стал значительно круче. После отсоединения трубки от токового слоя существенно изменилась и форма волны. Если в классическом случае максимум температуры находился в начале координат, то теперь он перемещается по трубке от центра к краю; причем решение представляет собой волну с крутым передним фронтом и пологим спадом температуры позади. В соответствии с уравнением (7) максимальное значение температуры в трубке уменьшается со временем, но значительно медленнее по сравнению с расчетом без учета релаксации теплового потока.

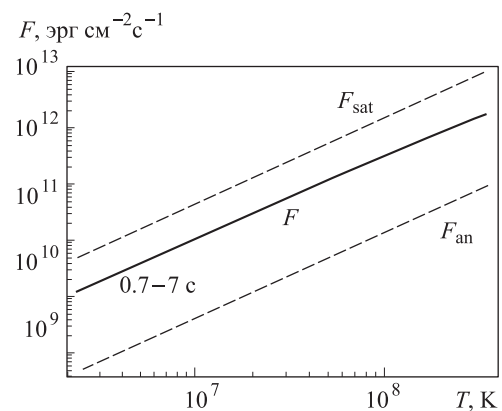


Рис. 1. Распределения температуры вдоль магнитной трубки при тепловом потоке с учетом столкновительной релаксации (сплошные кривые) и без него (штриховые кривые)

Скорость фронта тепловой волны в рассматриваемый период почти не зависит от времени. За 21 с волна уходит на расстояние $4.6 \cdot 10^{10}$ см, т.е. средняя скорость составляет $\approx 2 \cdot 10^9$ см/с. Это в двадцать раз меньше, чем средняя скорость фронта тепловой волны в классическом случае за тот же период времени. Таким образом, учет столкновительной релаксации теплового потока снимает первое противоречие, характерное для расчетов тепловых волн в солнечных вспышках с использованием закона Фурье [1].

Полученная выше скорость фронта хорошо согласуется с простой теоретической оценкой для скорости распространения скачка электронной температуры в плазме. Действительно, по аналогии со скоростью ударной волны в обычной гидродинамике [23] запишем скорость температурного скачка в виде

$$D \approx \left(\frac{\kappa_0(T_0 + T_*)}{2c_V\tau_0} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Здесь T_0 — начальное значение температуры, T_* — температура за скачком. В солнечных вспышках $T_0 \approx 10^6$ К, $T_* \approx T_s \approx 3.7 \cdot 10^8$ К, $\kappa_0 \approx 7.2 \cdot 10^{-7}$ эрг·см⁻¹·с⁻¹·К^{-7/2}, $c_V \approx 2.1 \cdot 10^{-6}$ эрг·см⁻³·К⁻¹, $\tau_0 \approx 1.3 \cdot 10^{-11}$ с·К^{-3/2}, что дает оценку $D \approx 2 \cdot 10^9$ см/с. Со временем, после отсоединения магнитной трубки от токового слоя температура за скачком уменьшается, и тепловая волна постепенно замедляется, но в рассматриваемом коротком промежутке времени этот эффект слабо заметен. Для магнитных трубок в солнечной короне, направленных вверх, в межпланетное пространство, скорость ударной волны становится больше скорости тепловой волны. Ударная волна вырывается вперед в соответствии с общей теорией ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений [24, гл. 10, § 8]. Однако для магнитных трубок, направленных вниз и замыкающихся на хромосферу, гидродинамические явления становятся существенными гораздо раньше [5, § 2.2].

Учет столкновительной релаксации теплового потока снимает и второе противоречие теории солнечных вспышек, продемонстрированное в [1]. Теперь тепловой поток уже не превышает поток насыщенный

$$F_{\text{sat}} = \frac{3}{2} n_e k_B T_e V_c, \quad V_c = V_{T_e} = \left(\frac{3k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

как видно на рис. 2¹.

Вместе с тем тепловой поток остается больше потока аномального, рассчитанного по асимптотической формуле

$$F_{\text{an}} = \frac{n_e (k_B T_e)^{3/2}}{m_i^{1/2}} \quad (14)$$

(подробнее в [1]). Вообще говоря, это означает, что для распределений температуры в солнечных вспышках, рассчитанных с учетом столкновительной релаксации, можно ожидать возбуждение тех или иных волн, причем в первую очередь на фронте тепловой волны.

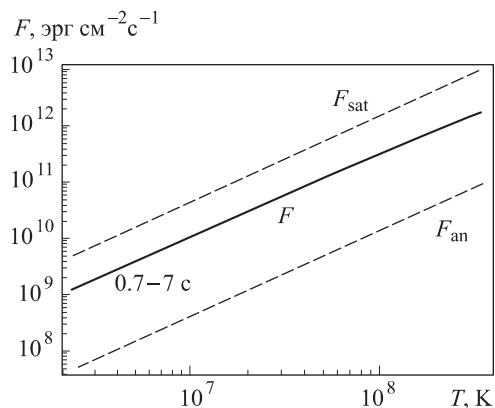


Рис. 2. Тепловой поток F с учетом столкновительной релаксации в сравнении с аномальным F_{an} и насыщенным F_{sat} потоками тепла

Довольно очевидно, что такие волны могут турбулизовать фронт, но не могут полностью подавить эффект теплового убегания быстрых электронов и связанную с ним так называемую нелокальную теплопроводность [25].

С точки зрения энергетики солнечных вспышек представляет интерес еще одно свойство тепловых потоков, рассчитанных с учетом столкновительной релаксации. Количество тепла, поступившее в трубку за время контакта с токовым слоем, уменьшилось в четыре раза по сравнению с классическим случаем, что больше соответствует реальному балансу энергии в солнечных вспышках.

Заключение

Для описания нагрева плазмы в короне Солнца потоками тепла из высокотемпературных (сверхгорячих) пересоединяющих турбулентных токовых слоев нами разработана математическая модель, которая учитывает эффект столкновительной релаксации потока тепловой энергии в плазме. Модель выгодно отличается от ранее выполненных расчетов теплового потока в солнечной вспышке, в которых либо просто использовался классический закон Фурье [26–28], либо некоторые комбинации классической и аномальной теплопроводности (см., например, [5, § 2.2]). В последнем случае удавалось лишь частично устранить противоречия, возникающие в результате использования закона Фурье. Причина в том, что закон Фурье базируется на первых трех уравнениях из цепочки уравнений моментов для функции распределения электронов и на предположении, что эта функция мало отличается от максвелловской. Однако сверхгорячая плазма в солнечных вспышках находится в состоянии, сильно отличающемся от локального термодинамического равновесия. Поэтому необходимо более аккуратное приближение для ее описания. Таковым является, как показано в настоящей работе, система уравнений для тринадцати моментов Греда, которая

¹Заметим, что, хотя пространственные распределения температуры изменяются со временем, в переменных (T, F) на рис. 2 графики для 0.7 и 7 с совпадают. Это связано с тем, что на рассматриваемом временном интервале скорость волны D постоянна и потому поток пропорционален температуре. Действительно, вводя новую переменную $\xi = l - Dt$, из уравнения (3) получаем $c_V D(T - T_0) = F$.

учитывает эффект столкновительной релаксации теплового потока.

Расчет распределения температуры вдоль магнитной трубки во время процесса пересоединения и после него показал, что тепловой поток с учетом столкновительной релаксации гораздо лучше описывает перенос тепла в солнечных вспышках, чем классический или аномальный потоки. Во-первых, устраняется противоречащая физике неограниченная скорость распространения фронта тепловой волны вблизи пересоединяющего токового слоя. Во-вторых, с учетом изменения формы самой тепловой волны большой амплитуды переносимый ею тепловой поток приобретает разумные ограничения. Это позволяет использовать его для дальнейших исследований в физике солнечных вспышек.

Результаты работы могут быть применены, например, для расчетов дифференциальной меры эмиссии плазмы, нагреваемой токовым слоем, и интенсивности спектральных линий высокозарядных ионов, таких как Ca XIX, Fe XXV, Fe XXVI и др. [29]. Это необходимо для сравнения теоретических предсказаний модели с современными многоволновыми наблюдениями солнечных вспышек. Будущие измерения спектра и поляризации тормозного жесткого рентгеновского излучения, которое генерируется быстрыми электронами, убегающими сквозь фронт тепловой волны (см., например, расчеты [25]), позволят, как мы надеемся, изучать физические свойства сверхгорячей плазмы в источнике энергии солнечной вспышки и ближайшей его окрестности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-01033а).

Список литературы

1. Орешина А.В., Сомов Б.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 3, С. 83.
2. Somov B.V. Plasma Astrophysics. Pt. II. Reconnection and Flares. N. Y., 2006.
3. Сомов Б.В. // Успехи физич. наук. 2010. **180**. С. 997.
4. Manheimer W.M., Klein H.H. // Phys. Fluids. 1975. **18**, № 10. P. 1299.
5. Somov B.V. Physical Processes in Solar Flares. Dordrecht; Boston; London, 1992.

6. Moses G.A., Duderstadt J.J. // Phys. Fluids. 1977. **20**, № 5. P. 762.
7. Шкаровский И., Джонстон Т., Бачинский М.М. Кинетика частиц плазмы. М., 1969.
8. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. М., 1977.
9. Grad H. // Comm. Pure Appl. Math. 1949. **2**, № 4. P. 331.
10. Somov B.V. Plasma Astrophysics. Pt. I. Fundamentals and Practice. N. Y., 2006.
11. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. М., 1967.
12. Лыков А.В. // Теплообмен. М., 1978.
13. Леванов Е.И., Сотский С.Н. Теплоперенос с учетом релаксации теплового потока // Математическое моделирование. Нелинейные дифференциальные уравнения математической физики. М., 1987. С. 155–190.
14. Волосевич П.П., Змитренко Н.В., Леванов Е.И., Северина Е.В. // Матем. моделирование. 2008. **20**, № 4. С. 57.
15. Костановский А.В., Костановская Е.В. // Письма в ЖТФ. 2008. **34**, № 12. С. 6.
16. Липницкий Ю.М., Панасенко А.В. // Письма в ЖТФ. 2009. **35**, № 1. С. 57.
17. Косовичев А.Г. // Письма в Астрон. журн. 1988. **14**. С. 569.
18. Somov B.V., Kosugi T., Hudson H.S. et al. // Astrophys. J. 2002. **579**. P. 863.
19. Joshi B., Veronig A., Cho K.-S. et al. // Astrophys. J. 2009. **706**. P. 1435.
20. Kumar P., Srivastava A.K., Somov B.V. et al. // Astrophys. J. 2010. **723**. P. 1651.
21. Самарский А.А. Теория разностных схем. М., 1977.
22. Сотский Е.Н. О некоторых разностных схемах для уравнений теплопереноса гиперболического типа. Препринт № 102. Ин-т прикл. математики имени М.В. Келдыша АН СССР. М., 1985.
23. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М., 1988.
24. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.
25. Diakov S.V., Somov B.V. // Solar Phys. 1988. **116**. P. 119.
26. Forbes T.G., Malherbe J.M., Priest E.R. // Solar Phys. 1989. **120**. P. 285.
27. Yokoyama T., Shibata K. // Astrophys. J. 2001. **549**. P. 1160.
28. Tsai C.L., Tsai R.H., Wu B.H., Lee L.C. // Phys. Plasmas. 2005. **12**. P. 82501.
29. Орешина А.В., Сомов Б.В. // Изв. АН. Сер. физ. 1995. **59**, № 8. С. 26.

On the heat-transfer mechanisms in solar flares. 2. Account of heat-flux relaxation

A. V. Oreshina^a, B. V. Somov^b

Department of Solar Physics, P. K. Sternberg State Institute of Astronomy, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^aavo@sai.msu.ru, ^bsomov@sai.msu.ru.

Physical mechanism of heat transport from energy source of a solar flare, super-hot reconnecting current layer, into surrounding plasma of the Solar atmosphere is studied. Special attention is given to accounting collisional heat-flux relaxation and analysis of related effects. The physical meaning of this effect consists in the fact that the heat flux reacts to a change of spatial temperature distribution not instantaneously (as in the simplest approximation, described by the classical Fourier's law) but with some reasonable delay. We show that this mechanism better describes heat transfer in solar flares than classical and anomalous ones [1].

Keywords: Sun, solar flares, magnetic reconnection, heat conduction.

PACS: 96.60.Q-, 96.60.qe, 96.60.Iv, 95.30.Tg.

Received 23 December 2010.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2011).

Сведения об авторах

1. Орешина Анна Валерьевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.; тел.: (495) 939-16-44, e-mail: avo@sai.msu.ru.
2. Сомов Борис Всеволодович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. отделом; тел.: (495) 939-16-44, (495) 939-19-73, e-mail: somov@sai.msu.ru.