

О ВОЗНИКНОВЕНИИ ИСТОЧНИКОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО И МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ

М.Л.Ходаченко, В.В.Зайцев

Рассмотрен один из возможных механизмов образования в магнитной силовой трубке высокотемпературного источника, наблюдаемого в ряде случаев в микроволновом и мягком рентгеновском диапазоне в активных областях на Солнце. Основная идея предлагаемого механизма состоит в том, что в связи с наличием тока в магнитной петле в ней имеется продольная магнитному компонента электрического поля E_{\parallel} . При этом на определенных высотах параметры плазмы (концентрация и температура) могут оказаться такими, что некоторое количество электронов окажется в режиме убегания. При благоприятных условиях эти электроны могут быть ускорены полем E_{\parallel} до энергий порядка $(1 \div 2)$ кэВ, что соответствует температуре наблюдаемого микроволнового и рентгеновского источника. Ускоренные электроны, для которых выполняется условие захвата, постепенно будут заполнять полость магнитной трубки, в результате чего через некоторое время может возникнуть горячая рентгеновская петля. Подобный механизм возникновения высокотемпературного источника в активной области, возможно, имеет место и в случае простой петельной вспышки, в классе тепловых вспышек, видимых в микроволновом и мягком рентгеновском диапазоне.

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения активных областей в микроволновом и рентгеновском диапазоне свидетельствуют о наличии в ряде случаев в присутствии пятен, даже вне вспышек, "долгоживущих" высоко-температурных источников. Появление подобных источников, по-видимому, связано с тем, что над группами пятен существуют замкнутые трубки силовых линий магнитного поля, в которых за счет удержания достаточного количества ускоренных электронов могут достаточно долго поддерживаться характерные для таких источников температуры ($\approx (3 \div 6) \cdot 10^6$ К). Исследование стратификации излучения по высоте, проведенное Паркинсоном [1], позволило представить схематическую модель квазистационарного рентгеновского источника (см. рис.1).

В данной работе речь пойдет об одном из возможных механизмов, обеспечивающих наличие в корональной петле достаточного для возникновения микроволнового и рентгеновского источника количества ускоренных электронов.

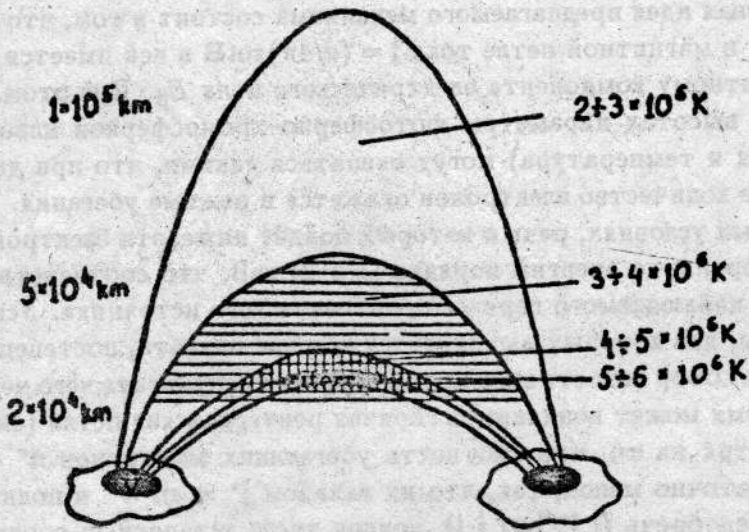


Рис.1. Схематическая модель квазистационарного рентгеновского источника, построенная на основании исследования стратификации излучения по высоте [1].

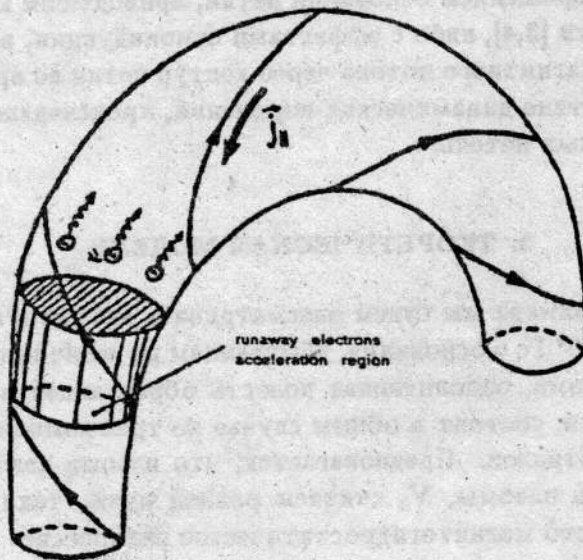


Рис.2. Магнитная силовая трубка с током j . На определенных высотах параметры плазмы солнечной атмосферы могут оказаться такими, что часть ($n^* < n$) электронов будет в режиме убегания. Убегающие электроны ускоряются электрическим полем до энергий порядка $(1 \div 2)$ кэВ и постепенно заполняют трубку.

Основная идея предлагаемого механизма состоит в том, что в связи с наличием в магнитной петле тока $\mathbf{j} = (c/4\pi) \text{rot} \mathbf{B}$ в ней имеется продольная магнитному компонента электрического поля E_{\parallel} . При этом на определенных высотах параметры фотосферно-хромосферной плазмы (концентрация и температура) могут оказаться такими, что при данном E_{\parallel} некоторое количество электронов окажется в режиме убегания. При благоприятных условиях, речь о которых пойдет ниже, эти электроны могут быть ускорены до энергий порядка $(1 \div 2)$ кэВ, что соответствует температуре наблюдаемого горячего рентгеновского источника. Ускоренные электроны, для которых выполняется условие захвата, постепенно будут заполнять собой полость магнитной трубки, в результате чего через некоторое время может возникнуть горячая рентгеновская петля (см. рис.2).

Несмотря на то, что плотность убегающих электронов n^* оказывается достаточно малой, так, что их вкладом $\mathbf{j}^* = en^* \mathbf{V}^*$ в полный ток \mathbf{j} можно пренебречь ($|\mathbf{j}^*| \ll |\mathbf{j}|$), полное число ускоренных горячих электронов N_{tot} , инжектированных в полость магнитной трубки за время порядка времени жизни активной области, может оказаться достаточным для формирования в петле источника микроволнового и рентгеновского излучения. Что касается природы токов в петле, то они, в частности, могут быть связаны с работой механизмов фотосферного динамо [2] или относительным вращением оснований петли, приводящим к скручиванию магнитной трубки [3,4], либо с эффектами самоиндукции, возникающими при изменении магнитного потока через контур петли во время ее всплывания или вследствие динамических изменений, происходящих в соседних группах магнитных петель.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В качестве примера мы будем рассматривать магнитную петлю с полем $B \approx (1 \div 2) \cdot 10^3$ Гс у основания, убывающим до величин порядка 10^2 Гс в вершине. Плазма, заполняющая полость образующей петлю силовой магнитной трубки, состоит в общем случае из трех компонент: электронов, ионов и нейтралов. Предполагается, что плазма квазинейтральна. Полную скорость плазмы, \mathbf{V} , считаем равной нулю, таким образом, в трубке имеет место магнитогидростатическое равновесие

$$0 = -\nabla p + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g} \quad (1)$$

между градиентом давления, силой Лоренца и силой тяжести [3].

2.1. Определение продольной магнитному компоненте электрического поля

Ускорение убегающих электронов происходит вдоль силовых линий магнитного поля за счет параллельной магнитному компоненте электрического поля E_{\parallel} . Для ее определения рассмотрим обобщенный закон Ома [5], в котором будем пренебрегать слагаемыми порядка $(m_e/m_i)^{1/2}$ по сравнению с единицей и полагать полную скорость плазмы, \mathbf{V} , равной нулю.

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]}{nec} - \frac{(1-f)\nabla p}{2ne} - \frac{F}{neBk_i} \cdot \left\{ \frac{F}{c} [[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \times \mathbf{B}] - (F-f)[\nabla p \times \mathbf{B}] \right\}. \quad (2)$$

Здесь $F = \frac{n_a m_a}{n_a m_a + n m_i}$ — относительная плотность нейтралов, $f = p_a/p$ — относительное давление нейтрального газа, $\sigma = \frac{nec}{B(k+k_e)}$ — проводимость, $k = \nu_{ei}/\omega_e$, $k_e = \nu_{ea}/\omega_e$, $k_i = \nu'_{ia}/\omega_i$ — отношения частот соударений к гирочастотам, $\nu'_{ia} = \nu_{ia} m_a / (m_i + m_a)$ — эффективная частота ионно-атомных соударений.

Из (2) находим, что параллельная магнитному компоненте электрического поля определяется выражением

$$E_{\parallel} = \frac{j_{\parallel}}{\sigma} - \frac{(1-f)(\nabla p)_{\parallel}}{2ne}, \quad (3)$$

где $j_{\parallel} = (\mathbf{j} \cdot \mathbf{B})/B$ и $(\nabla p)_{\parallel} = (\nabla p \cdot \mathbf{B})/B$ — составляющие плотности тока и градиента давления, параллельные магнитному полю.

Поскольку характерный пространственный масштаб нашей задачи меньше или порядка гравитационной шкалы высот плазмы $\Lambda(z) = \frac{F k T(z)}{f m_i g}$ в верхней фотосфере, хромосфере и короне, и поскольку плазменный параметр $\beta = 4\pi P_0/B_0^2$ в этих областях для магнитных полей порядка $(10^2 \div 10^3)$ Гс много меньше единицы, то из уравнения (1) следует, что магнитное поле трубки является бессильным:

$$[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] = 0. \quad (4)$$

Пренебрегая в соотношении (3) обусловленным градиентом давления вторым слагаемым, которое оказывается в условиях хромосферы и короны, по крайней мере, на три порядка меньше по сравнению с j_{\parallel}/σ , для оценки продольной магнитному компоненте электрического поля получаем следующее приближенное выражение:

$$E_{\parallel} \approx \frac{j_{\parallel}}{\sigma}. \quad (5)$$

Так как в случае бессилового поля ток j является параллельным B , то в дальнейшем рассмотрении мы будем опускать у j знак \parallel .

2.2. Об условиях реализации режима убегающих электронов

Для того, чтобы электроны находились в режиме убегания, необходимо, чтобы действующая на них со стороны электрического поля сила eE_{\parallel} превосходила по величине силу трения $R(v_e)$, обусловленную их столкновениями с ионами, другими электронами и нейтральными атомами

$$eE_{\parallel} > R(v_e), \quad (6)$$

где

$$R(v_e) = R_{ee} + R_{ei} + R_{ea} = m_e \langle \nu_{ee}(u)u \rangle_{\parallel} + m_e \langle \nu_{ei}(u)u \rangle_{\parallel} + m_e \langle \nu_{ea}(u)u \rangle_{\parallel}. \quad (7)$$

Здесь u — относительная скорость, равная, практически, скорости электронов $u = v_e + V_{Te}$; где v_e и V_{Te} — скорости направленного и теплового движения электронов. Знак \parallel обозначает, что рассматривается проекция силы $R(v_e)$ на направление магнитного поля.

Условие (6) дает критическое значение напряженности электрического поля (дрейс-еровское поле) $(E_{\parallel})_c$, при которой основная масса электронов окажется в режиме убегания. Однако, как показывают оценки, в условиях хромосферной плазмы ($T \approx (3 \div 6) \cdot 10^4$ К, $n \approx (10^9 \div 10^{10})$ см $^{-3}$, $n_a \approx (10^6 \div 10^9)$ см $^{-3}$ [6]) в бессиловых магнитных трубках с полем $(1 \div 2) \cdot 10^3$ Гс обеспечить поля $E_{\parallel} = j/\sigma$, превосходящие $(E_{\parallel})_c$, бывает трудно, поскольку соответствующие им токи j оказываются больше тока, имеющего место в данной бессиловой магнитной трубке. Однако и при меньших напряженностях поля возможно, так называемое, "частичное убегание" электронов, то есть переход в режим ускорения быстрых электронов из "хвоста" функции распределения ($v_e > V_{Te}$), для которых эффективная частота столкновений, определяющая трение, меньше, чем для основной массы электронов. Проводя в этом случае в выражении (7) усреднение по скорости для $R(v_e)$, получаем

$$R(v_e) \approx \frac{12\pi n e^4 L_e}{m_e v_e^2} + m_e \nu_{ea} v_e, \quad (8)$$

где L_e — кулоновский логарифм. При выводе выражения (8) мы считали ν_{ea} не зависящей от скорости v_e , поскольку для водородной плазмы в области кинетических энергий электронов 3 эВ $< W_e < 50$ эВ частота электронно-атомных соударений $\nu_{ea} \approx 1.6 \cdot 10^{-7} n_a$. Однако при $W_e > 50$ эВ, $\nu_{ea}(v_e)$ начинает быстро уменьшаться с ростом v_e :

$$\nu_{ea}(v_e) = \frac{4\pi n_a e^4}{m_e^2 v_e^3} \ln(v_e/e^2). \quad (9)$$

В общем случае, при усреднении (7) для скоростей электронов, как меньших, так и больших тепловой, в зависимости от параметров плазмы (n, n_a, T) могут быть получены три различных типа поведения $R(v_e)$, изображенные на рис.3. По этому же рисунку видно, что при фиксированном значении $E_{||}$ в режиме убегания окажутся электроны, скорости которых больше V_2 , основная же масса электронов будет разгоняться полем до скоростей порядка V_1 . Когда плотность нейтральных атомов n_a достаточно велика и энергия теплового движения электронов $W_{eT} \ll 50$ эВ, то при определенных значениях скорости убегающих электронов v_e электронно-атомные столкновения могут стать существенными по сравнению с электронно-ионными (см. рис. 3а), и они будут являться фактором, ограничивающим ускорение убегающих электронов. Электроны, находящиеся в режиме убегания, будут ускоряться полем $E_{||}$ только до скоростей порядка V_3 . Для меньших значений плотности нейтралов n_a и $W_{eT} < 50$ эВ рост силы трения $R(v_e)$ с увеличением v_e будет ограничиваться (см. рис.3б), вследствие уменьшения частоты электронно-атомных столкновений для электронов с энергией $W_e > 50$ эВ (см.(9)). И, наконец, когда плотность нейтральных атомов достаточно мала, электронно-атомные столкновения слабо влияют на значение силы трения $R(v_e)$, действующей на движущийся электрон, и ее поведение в зависимости от скорости электрона показано на рис.3в. В хромосферной плазме, из названных нами, могут реализоваться именно эти два последних, б) и в), случая.

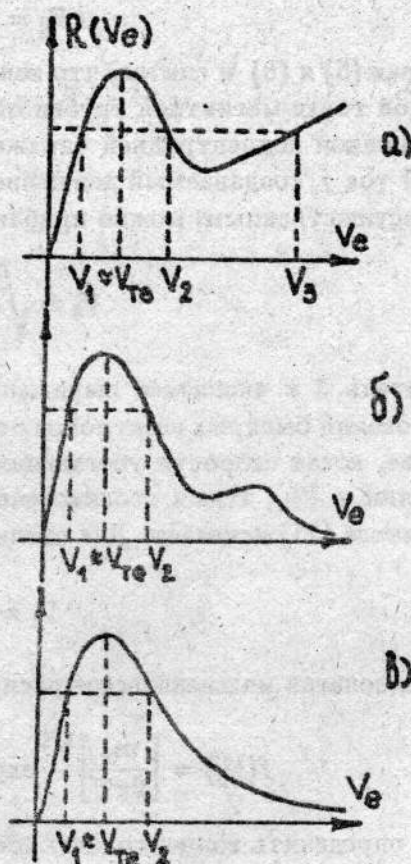


Рис.3. Возможные типы зависимости силы трения $R(v_e)$, действующей на электрон, обусловленной его столкновениями с ионами, основной массой электронов и нейтралами, от скорости электрона. Различные значения плотности нейтралов n_a определяют особенности поведения $R(v_e)$. При фиксированном значении $E_{||}$ в режиме убегания окажутся электроны с $v_e > V_2$, тогда как основная масса электронов разгоняется до скоростей, близких к V_1 .

Из уравнения

$$eE_{\parallel} = R(v_e), \quad (10)$$

учитывая (5) и (8) и считая, что концентрация убегающих электронов n^* в каждой точке магнитной трубки остается достаточно малой по сравнению с полной концентрацией заряженных частиц n , так что их вклад в полный ток j , создаваемый движением основной массы электронов, является несущественным, можно приблизительно оценить величину V_2 :

$$V_2 \approx \sqrt{\frac{3ne}{j} V_{Te}^3}. \quad (11)$$

Множитель 3 в числителе выражения (11) возникает вследствие учета столкновений быстрых электронов с основной массой электронов. Однако в случае, когда скорости убегающих электронов не слишком велики, по сравнению с V_{Te} , этими столкновениями можно пренебречь, при этом 3 в числителе (11) исчезает. Для оценки V_1 будем пользоваться формулой

$$V_1 \approx \frac{j}{ne}. \quad (12)$$

Предполагая максвелловское распределение электронов по скоростям

$$f(V_{\parallel}) = \left[\frac{m_e}{2\pi T} \right]^{1/2} \exp \left(-\frac{m_e}{2T} (V_{\parallel} - V_1)^2 \right), \quad (13)$$

можем определить концентрацию убегающих частиц:

$$n^* = n \int_{V_2}^{\infty} f(V_{\parallel}) dV_{\parallel} = \frac{n}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{V_2 - V_1}{\sqrt{2} V_{Te}} \right) \right]. \quad (14)$$

В выражении (14) аргумент интеграла вероятности может быть представлен в виде функции безразмерного параметра $X = \frac{j}{neV_{Te}}$:

$$\frac{V_2 - V_1}{\sqrt{2} V_{Te}} = \left(\frac{3}{2X} \right)^{1/2} - \frac{X}{\sqrt{2}} = f(X), \quad (15)$$

рассмотрение которой имеет смысл в области $0 < X < 1$, поскольку при $X \geq 1$ в плазме будет развиваться неустойчивость и проводимое описание оказывается не справедливо. Кроме того, используемое нами здесь выражение для параметра X получено для случая малой плотности убегающих электронов n^* по сравнению с общей плотностью частиц n , что обуславливает неадекватность проводимого нами анализа в ситуации, когда значение X близко к единице. Эволюция параметра X вдоль магнитной петли определяется конкретным характером изменения величин n , j , и T с высотой в солнечной атмосфере. Так как на интервале

$0 < X < 1$ функция $f(X)$ является убывающей, то из (14) следует, что с ростом величины X концентрация убегающих электронов n^* увеличивается, а с уменьшением X — уменьшается. Когда значение X близко к единице, то плотность убегающих электронов n^* становится сравнимой с плотностью основной массы электронов n . Создаваемый ими ток $j^* = en^*V^*$ становится существенным и им нельзя пренебрегать. Таким образом, чтобы оставаться в рамках сделанных выше предположений, мы должны рассматривать случаи, где параметр X достаточно мал. В то же время, при $X < \bar{X} \approx 0.1$ число убегающих электронов в единице объема оказывается практически равным нулю. Следовательно, область допустимых вариаций параметра X оказывается довольно-таки узкой (ниже для вычислений мы будем брать $X = X_0 = 0.5$). Таким образом, есть основания говорить о некоторой оптимальной области высот, а соответственно, температур и плотностей, в которой число находящихся в режиме убегания электронов окажется достаточно большим для заполнения ими полости магнитной трубки за времена, не превосходящие время жизни активной области (от нескольких часов до нескольких суток), что могло бы привести к возникновению в магнитной трубке горячего рентгеновского источника. Анализ параметров плазмы солнечной атмосферы позволяет установить, что такая область для трубок с бессильным магнитным полем порядка килогаусса может быть расположена в окрестности высот $(2 \div 3) \cdot 10^3$ км над поверхностью Солнца (средняя и верхняя хромосфера). Температура плазмы в ней $T \approx (3 \div 6) \cdot 10^4$ К, концентрация заряженных частиц $n \approx (0.1 \div 1.2) \cdot 10^{10}$ см⁻³ и концентрация нейтралов $n_a \approx (10^6 \div 10^9)$ см⁻³ [6].

2.3. Энергия ускоряемых электронов. Область ускорения

Ускорение убегающих электронов продольным магнитному электрическим полем $E_{||}$ будет происходить до тех пор, пока направленная скорость ускоряемого электрона $V^* = [2W_e/m_e]^{1/2}$ в данной точке пространства превосходит по величине соответствующее критическое значение скорости V_2 , начиная с которого электроны находятся в режиме убегания.

Так как равновесная функция распределения электронов по скоростям (13) убывает весьма быстро при $v_e > V_{Te}$, то основную массу электронов, оказавшихся при температуре T_0 , концентрации заряженных частиц n_0 и токе j_0 в режиме убегания, составят электроны с энергиями $W_0 \approx \frac{m_e V_2(T_0, j_0, n_0)^2}{2} = \frac{3kT_0}{2X(T_0, j_0, n_0)}$. Таким образом, энергия убегающего электрона будет $W_e = W_0 + \Delta W$, где ΔW — приращение энергии электрона за счет его ускорения электрическим полем.

Поскольку с увеличением скорости в процессе ускорения убегающего электрона действующая на него сила трения $R(v_e)$ уменьшается довольно

быстро, то ее работой, совершаемой над электроном можем пренебречь, и считать, что вся работа электрического поля затрачивается при этом на изменение энергии электрона, то есть

$$\Delta W[\text{эВ}] = \int_{z_0}^z E_{\parallel}(T(z)) \frac{B}{B_z} dz = \int_{T_0}^T \frac{E_{\parallel}(T)}{T_z'} \frac{B}{B_z} dT, \quad (16)$$

где z_0 , z , T_0 и T — границы интервала, проходимого электроном вдоль петли, и значения температуры плазмы на них.

Если на некоторой высоте z^* параметры группы ускоряемых электронов и параметры плазмы в трубке окажутся таковы, что величина V^* станет равна V_2 , то эти электроны здесь уже перестанут быть убегающими, их дальнейшее ускорение полем прекратится и при своем последующем движении вдоль трубки они будут постепенно термализоваться за счет столкновений с частицами фоновой плазмы. Таким образом, высота z^* будет являться верхней границей области ускорения. Значение температуры на верхней границе области ускорения, T^* , может быть определено при заданной температуре T_0 в начале данной области из уравнения

$$\left(\frac{V^*}{V_2}\right)^2 = \frac{2}{3} \frac{W_e(T_0, T)}{kT} X(T) = 1. \quad (17)$$

После прохождения через область ускорения убегающие электроны будут иметь на выходе энергию

$$W_{\text{esc}} = W_e(T_0, T^*) = \frac{3kT^*}{2X(T^*)}. \quad (18)$$

3. МОДЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ

В этом разделе мы сделаем ряд числовых оценок для конкретного примера и покажем принципиальную возможность работы рассмотренного выше механизма при возникновении в атмосфере Солнца горячих рентгеновских петель.

3.1. Об энергии убегающих электронов и особенностях структуры магнитного поля

С учетом выражений (16) и (5) уравнение (17) может быть переписано в следующем виде:

$$\frac{X(T)}{3} \left(\frac{T_0}{T} \frac{3}{X(T_0)} + \frac{9.6 \cdot 10^{-10}}{kT} \int_{T_0}^T \frac{j(T)}{\sigma(T) T_z'} \frac{B}{B_z} dT \right) = 1. \quad (19)$$

Как наиболее простую будем рассматривать ситуацию, когда параметр X , определяющий концентрацию электронов, находящихся в режиме убегания n^* (см. (14), (15)), не меняется вдоль магнитной петли, оставаясь равным X_0 . При этом, поскольку входящие в определение параметра X значения концентрации n и температуры плазмы T изменяются с высотой, для обеспечения $X = X_0 = \text{const}$ плотность тока j также должна определенным образом зависеть от z . Но поскольку значение плотности тока j зависит в общем случае еще и от поперечной координаты r , то условие ненакопления пространственного заряда в трубке $\text{div} j = 0$ остается выполненным. Аппроксимируя изменение температуры с высотой на границе средней и верхней хромосферы [3,6,7], где предположительно расположена область ускорения, линейным законом

$$T(z) = T_0 + \bar{k} \cdot z \text{ [см]}, \quad (20)$$

где $T_0 = 10^4$ К и $\bar{k} = 9 \cdot 10^{-3}$, что соответствует росту температуры от 10^4 К до 10^6 К на интервале $\Delta z = 1100$ км, из уравнения (19) получаем приближенную связь между значением температуры T^* на верхней границе области ускорения, параметром X_0 , концентрацией заряженных частиц в начале области ускорения n_0 и магнитным полем:

$$T^* \approx 2.6 \cdot 10^{-2} \frac{B}{B_z} X_0^2 n_0. \quad (21)$$

Таким образом, полная энергия ускоренных электронов на выходе из области ускорения (см. (18)) приближенно будет определяться выражением

$$W_{\text{esc}}[\text{эВ}] \approx 3.35 \cdot 10^{-6} \frac{B}{B_z} X_0 n_0. \quad (22)$$

При значениях $X_0 = 0.5$ и $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ ускоряемые вдоль оси трубки ($r = 0, B = B_z$) убегаящие электроны будут разгоняться в области ускорения до энергий порядка $W_{\text{esc}} \approx 1.7$ кэВ, что соответствует скорости на выходе $V^* \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см/с}$.

Здесь необходимо отметить, что поскольку при $X_0 \leq 0.1$ концентрация убегаящих электронов практически равна нулю, но, в то же время, параметр X_0 в данном рассмотрении не превышает 1, то при заданном n_0 имеет место ограничение на величину плотности тока j_0 в начале области ускорения:

$$0.1 \cdot n_0 e V_{T_e}(T_0) [\approx 6 \text{ А/м}^2] \leq j \leq n_0 e V_{T_e}(T_0) [\approx 60 \text{ А/м}^2]. \quad (23)$$

Оценивая значение j_0 как $\frac{c B_0}{4\pi r_0}$, где B_0 — характерное значение магнитного поля, а r_0 — характерный масштаб его изменения, из (23) получаем ограничение для r_0 :

$$\frac{1}{4\pi} \frac{c B_0}{n_0 e V_{T_e}(T_0)} \geq r_0 \geq \frac{c B_0}{4\pi n_0 e V_{T_e}(T_0)}. \quad (24)$$

В частности, при $B_0 = 10^3$ Гс, $n_0 = 10^9$ см⁻³ и $T_0 = 10^4$ К имеем $1.3 \cdot 10^5$ см $\leq r_0 \leq 1.3 \cdot 10^6$ см. Если рассматривать более медленный рост температуры с высотой, полагая в (20) $\bar{k} = 9 \cdot 10^{-4}$, что соответствует нарастанию температуры от 10^4 К до 10^5 К на интервале высот $\Delta z = 1000$ км, то при $n_0 = 10^8$ см⁻³ ограничение для характерного масштаба изменения магнитного поля будет $1.3 \cdot 10^6$ см $\leq r_0 \leq 1.3 \cdot 10^7$ см. Таким образом, на основании этих оценок мы можем утверждать, что рассматривавшийся выше эффект ускорения убегающих электронов в магнитной трубке до энергий (1 ÷ 2) кэВ может наблюдаться лишь в трубках, содержащих достаточно тонкий токовый жгут с радиусом $r_0 \approx (10 \div 100)$ км, являющимся, фактически, радиусом области ускорения. Примером подобного рода бессиловой магнитной конфигурации может служить рассматривавшееся Г. Румелиотисом и А.Г. Эмсли [8] поле с производящей функцией [9]

$$u(r) = B^2(r) = B_0^2[1 + \exp(-(r/r_0))]. \quad (25)$$

Токи, соответствующие данному магнитному полю, в основном, сосредоточены внутри цилиндра с радиусом r_0 , где имеет место скручивание магнитных силовых линий. При $r \gg r_0$ азимутальная компонента магнитного поля стремится к нулю, и в этой области поле ведет себя подобно бестоковому: $\mathbf{B} = B_z \mathbf{z}_0 = B_0 \mathbf{z}_0$.

3.2. Условия удержания горячих электронов в магнитной петле

Для того, чтобы инжектируемые из области ускорения в полость трубки электроны удерживались в магнитной петле, необходимо, чтобы они удовлетворяли ловушечному соотношению, то есть чтобы их поперечная по отношению к магнитному полю скорость удовлетворяла условию

$$V_{\perp} > V^* \left[\frac{B_1}{B_0} - 1 \right]^{-1/2}, \quad (26)$$

где B_1 — магнитное поле на концах ловушки (в точке отражения электронов), B_0 — магнитное поле в вершине петли. Считая $B_1 = 2 \cdot 10^3$ Гс, а $B_0 = 10^2$ Гс, получим, что удерживаться будут электроны с $V_{\perp} > 5 \cdot 10^8$ см/с. Поскольку длина свободного пробега ускоренных электронов в плазме с $n = 10^9$ см⁻³ и $T = 10^6$ К по отношению к рассеянию их за счет случайных отклонений на угол 90°

$$L_{90^\circ} \approx \left[8\pi n \left(\frac{e^2}{m_e (V^*)^2} \right)^2 L_e \right]^{-1} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см} \quad (27)$$

меньше длины петли ($\approx 10^9$ см), то есть основания полагать, что для большинства инжектированных ускоренных электронов произойдет их термализация во время движения в петле и они окажутся захваченными магнитной ловушкой петли. Кроме того, изотропизация убегающих электронов по скоростям происходит уже в процессе их ускорения за счет взаимодействия с колебаниями плазмы при аномальном эффекте Доплера [10], когда $v_e \geq v_m = V_{Te} \omega_{He} / \omega_{pe}$.

4. О ВРЕМЕНАХ ФОРМИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА

Полагая среднюю концентрацию горячих электронов в рентгеновской трубке $n \approx 10^9$ см $^{-3}$ [11], оценим время, за которое происходит заполнение трубки такими электронами. Поток ускоренных электронов определяется выражением

$$q = n^* V^* S, \quad (28)$$

где S — поперечное сечение области ускорения. Определяемая выражением (14) концентрация убегающих электронов n^* в начале области ускорения для $X_0 = 0.5$ и $n_0 = 10^9$ см $^{-3}$ оказывается порядка $2 \cdot 10^7$ см $^{-3}$.

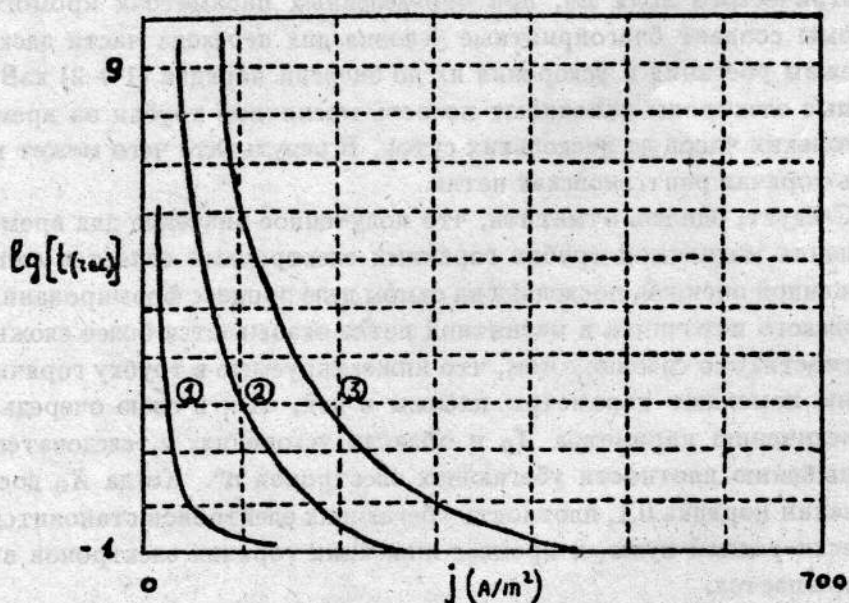


Рис.4. Зависимость времени заполнения трубки ускоренными горячими электронами от величины плотности тока j_0 , протекающего через область ускорения с радиусом $r_0 = 10^6$ см при температуре плазмы $T_0 = 10^6$ К и концентрациях заряженных частиц n_0 : 1) 10^9 см $^{-3}$ 2) $5 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ 3) 10^{10} см $^{-3}$.

В этом случае при $r_0 = 10^6$ см значение потока ускоренных электронов будет $q \approx 1.3 \cdot 10^{29} \text{ с}^{-1}$. Аппроксимируя магнитную петлю половиной тора с радиусом $R_{\text{loop}} = 10^9$ см и толщиной $d = 4 \cdot 10^7$ см, оценим полное число находящихся в ней горячих электронов:

$$N_{\text{tot}} = n \left(\frac{\pi d}{2} \right)^2 R_{\text{loop}} \approx 4 \cdot 10^{33}. \quad (29)$$

Таким образом, время заполнения трубки горячими электронами будет порядка

$$t = N_{\text{tot}}/q \approx 8.8 \text{ час}. \quad (30)$$

В общем случае, зависимости времени заполнения трубки ускоренными электронами от величины плотности тока в начале области ускорения j_0 при радиусе области ускорения $r_0 = 10^6$ см, температуре плазмы $T_0 = 10^4$ К и различных концентрациях заряженных частиц n_0 показаны на рис.4.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, протекающий в бессиловой магнитной трубке ток, $\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \mathbf{B}$, обуславливающий продольную магнитному полю компоненту электрического поля E_{\parallel} , при определенных параметрах хромосферной плазмы создает благоприятные условия для перехода части электронов в режим убегания и ускорения их до энергий порядка $(1 \div 2)$ кэВ. Ускоренные электроны заполняют полость магнитной трубки за времена от нескольких часов до нескольких суток. В результате чего может возникнуть горячая рентгеновская петля.

Следует, однако, отметить, что полученное значение для времени заполнения магнитной трубки горячими электронами является лишь приближенной оценкой, поскольку на самом деле процесс формирования рентгеновского источника в магнитной петле оказывается более сложным. В частности, это связано с тем, что инжектируемые в трубку горячие электроны изменяют параметры плазмы в ней, что, в свою очередь, ведет к увеличению параметра X_0 в области ускорения, и, следовательно, к уменьшению плотности убегающих электронов n^* . Когда X_0 достигает значений порядка 0.1, плотность убегающих электронов становится практически равной нулю, и процесс инжекции горячих электронов в петлю прекращается.

Кроме того, имеет место сильная чувствительность рассматриваемого механизма накачки трубки горячими электронами к параметрам плазмы и магнитного поля в области ускорения. Даже незначительные изменения в сторону увеличения температуры, уменьшения величины магнитного поля или концентрации заряженных частиц плазмы приводят к

тому, что убегающие электроны либо не успевают разогнаться до энергий $(1 \div 2)$ кэВ (см.(22)), либо их концентрация оказывается слишком мала, в результате чего время заполнения трубки горячими электронами начинает превышать время жизни активной области, то есть рентгеновская трубка не успевает сформироваться.

При этом, данный механизм ускорения электронов оказывается эффективным лишь в магнитных петлях с достаточно высокой плотностью тока, или, иными словами, содержащих достаточно тонкий токовый жгут с радиусом $r_0 \approx (10 \div 100)$ км.

Указанные обстоятельства могли бы, по-видимому, служить причиной того, что горячие рентгеновские трубки не являются повсеместно распространенным на Солнце явлением, характерным для каждой активной области, поскольку их возникновение связано с выполнением целого ряда условий для концентрации плазмы, температуры и плотности тока.

Подобный механизм возникновения рентгеновского источника в активной области возможно имеет место и в случае простой петельной вспышки, в классе тепловых вспышек видимых в микроволновом и мягком рентгеновском диапазонах [3]. Эти явления могут быть объяснены в рамках рассмотренного механизма в случае, когда через область ускорения протекает достаточно большой ток, такой, что параметр X оказывается порядка единицы. Это соответствует ситуации, когда большинство электронов оказывается в режиме убегания, что приводит к увеличению потока инжектируемых в магнитную трубку горячих электронов и сокращению времени заполнения ими полости петли. После чего, вследствие роста температуры плазмы в области ускорения, процесс ускорения электронов прекращается. Возникшая горячая магнитная петля будет постепенно охлаждаться из-за теплопроводности, диффузии горячих электронов поперек магнитного поля, частичного просачивания их в конус потерь и излучения. В дальнейшем, в отдельных областях остывшей магнитной петли возможно вновь возникнут условия благоприятные для убегания электронов и вспышка может повториться (гомологическая вспышка [3]). Однако здесь ток убегающих электронов будет сравним по величине с общим током, и мы должны самосогласованным образом учитывать его.

Авторы благодарны Американскому Астрономическому Обществу и Южно-Европейской Обсерватории за финансовую поддержку этой работы своими грантами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parkinson J.H. //Solar Physics. 1973. V.28. P.2.
2. Sen H.K., White M.L. //Solar Physics. 1972. V.23. P.146.
3. Priest E.R. Solar magnetohydrodynamics. — Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Company, 1982.

4. Hood A.W., Priest E.R. //Astronomy and Astrophysics. 1979. V.77. P.233.
5. Пикельнер С.Б. Основы космической электродинамики. — Гос.Изд.Физ-мат литературы, 1961.
6. Fontenla J.M., Avrett E.H., R.Loesser //Astrophys. J. 1990. V.355. P.700, 97-C4.
7. Athay R.G. The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun. — Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Company, 1976.
8. Roumeliotis G., Emslie A.G. //Astrophys. J. 1991. V.377. P.685.
9. Parker E.N. Cosmical Magnetic Fields. — Oxford University Press, 1977.
10. Кадомцев Б.Б., Погуде О.П. //ЖЭТФ. 1967. Т.53. Вып.6(12). С.2025.
11. Лифшиц М.А. Физические характеристики источников рентгеновского излучения в солнечной короне. //В кн.: Итоги науки и техники. Астрономия. — М., 1974. Т.9.

Институт прикладной физики
РАН

Поступила в редакцию
9 декабря 1993 г.

ON THE ORIGIN OF SOFT X-RAY AND MICROWAVE SOURCES OF EMISSION IN SOLAR MAGNETIC LOOPS

M.L.Khodachenko, V.V.Zaitsev

One of the possible mechanisms of appearance of high-temperature sources of emission in solar magnetic loops visible sometimes in microwave and soft X-ray band in active regions, even out of flares, is proposed. The main concept of this mechanism is as follows. Due to existence of current in the magnetic loop there is a component of electric field $E_{||}$, which is longitudinal to the magnetic field. In this case at some heights the parameters of solar atmospheric plasma (density and temperature) appear to cause a certain number of electrons to be in a runaway regime. These electrons can be accelerated to energies of about $(1 \div 2)$ keV. This corresponds to the temperature of the observed microwave and X-ray source. Accelerated electrons satisfying the trapping condition will gradually fill the magnetic tube, and after a while a hot X-ray loop can occur. Similar mechanisms of appearance of high-temperature sources of emissions in active regions probably take place in the simple loop flare for the class of thermal flares visible in microwave and soft X-ray band.