

## О влиянии электрического поля на распространение пучков электронов в солнечных магнитных арках

В. Н. Мельник

*Радиоастрономический институт  
Национальной Академии наук Украины,  
Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4*

*Статья поступила в редакцию 13 октября 1997 г.*

Рассмотрена задача о распространении быстрых электронов во внешнем электрическом поле в условиях солнечных магнитных арок. Показано, что электроны распространяются в виде пучково-плазменных образований, которые движутся ускоренно, замедляясь или ускоряясь в зависимости от направления электрического поля. Найдено выражение для определения электрического поля по наблюдаемой степени асимметрии жесткого рентгеновского излучения.

Розглянуто задачу про розповсюдження швидких електронів у зовнішньому електричному полі в умовах сонячних магнітних арок. Показано, що електрони розповсюджуються у вигляді пучково-плазмових утворень, що рухаються прискорено, уповільнюючись або прискорюючись в залежності від напрямку електричного поля. Знайдено вираз для визначення величини електричного поля, виходячи із спостереженого ступеня асиметрії жорсткого рентгенівського випромінювання.

Считается [1], что выделение энергии во время солнечной вспышки происходит в вершине магнитной петли. Ускоренные во вспышке электроны распространяются по магнитной петле к ее основаниям и, взаимодействуя там с плотной плазмой, излучают в жестком рентгеновском диапазоне [2]. В. И. Абраменко и др. [3] обратили внимание на то, что имеется корреляция между жестким рентгеновским излучением и направлением тока в петле, а именно: более интенсивное излучение приходит из основания петли, где ток направлен вверх и электроны ускоряются электрическим полем, а менее интенсивное излучение наблюдается из основания с током, направленным вниз, где электроны тормозятся полем. При увеличении энергии рентгеновского излучения асимметрия уменьшается. Основываясь на этом, в [3] была выдвинута гипотеза, согласно которой причиной такой асимметрии является электрическое поле. Это поле либо ускоряет, либо замедляет высокоэнергетичные электроны, распространяющиеся к ее основаниям, и поэтому по величине асимметрии в принципе можно было бы определять его величину. Однако при этом нужно учитывать, что электроны изменяют свою энергию как под действием поля, так и при взаимодействии с плазмой. Авторы работы [3] основным процессом потери энергии электронами считали кулоновские столкновения. Но так как электроны распространяются в магнитных арках, по-видимому, в виде отдельных пучков, то необходимо учитывать возникающую при их распространении ленгмюровскую турбулентность. В отсутствие электрического поля взаимодействие быстрых электронов с плазмен-

ными волнами (которое характеризуется временем квазилинейной релаксации  $\tau_{кв.р} = \left( \omega_p \frac{n'}{n} \right)^{-1}$ , где

$n'$ ,  $n$  - плотности пучка и фоновой плазмы), как известно [4], приводит к установлению плато на функции распределения электронов в каждой точке. Это должно было бы привести к быстрому размыванию пучка в пространстве. Однако оказалось [5], что электроны тем не менее распространяются компактными сгустками - пучково-плазменными образованиями, которые состоят из электронов и плазмонов и движутся с постоянными скоростями. Анализ распространения электронов при одновременном учете электрического поля и процессов квазилинейной релаксации до настоящего времени отсутствовал. Ранее [6] рассматривалась только более простая задача - влияние электрического поля на сам процесс квазилинейной релаксации. Оказалось, что при ускоряющем поле релаксация замедляется, а энергия электронов и плазмонов увеличивается.

В данной работе мы решаем граничную задачу о разлете электронов в плазме, находящейся в электрическом поле в условиях, когда важными являются процессы взаимодействия электронов с плазменными волнами. Показано, что и в этом случае электроны распространяются в виде пучково-плазменных образований, но движутся они теперь ускоренно. На основе развитой теории получены выражения для определения величины поля по наблюдаемой асимметрии рентгеновского излучения, приходящего из оснований солнечных

вспышечных петель. Для случаев, обсуждаемых в работе [3], найденные величины электрического поля не превышают значения  $E = 7 \cdot 10^{-8}$  СГСЭ.

Итак, пусть в точке  $x = 0$  (выбираем ось  $X$  вдоль направления движения электронов к основанию петли), совпадающей с вершиной петли, имеется моноэнергетический пучок электронов с функцией распределения

$$f_{ep}(v, t) = f(v, x, t)|_{x=0} = f_0 \delta(v - v_0) \psi(t), \quad (1)$$

$$t \geq 0,$$

где  $\psi(t)$  - функция источника электронов,  $v_0$  - скорость электронов пучка.

В теории слабой турбулентности разлет электронов описывается системой уравнений [4]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{W}{v} \frac{\partial f}{\partial v} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \pi \frac{\omega_p}{n} v^2 W \frac{\partial f}{\partial v}, \quad \omega_p = kv, \quad (3)$$

где  $f(v, x, t)$  и  $W(v, x, t)$  - функция распределения быстрых электронов и спектральная плотность энергии плазменных волн, соответственно, а

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m}} - \text{плазменная частота и } k - \text{волновое}$$

число плазменной волны. В (2) и (3) мы пренебрегли переносом плазмонов (т. к.

$$v_{zp} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \approx \frac{v_{Te}^2}{v} \ll v), \text{ спонтанными процессами}$$

(считая, что генерированный уровень ленгмюровской турбулентности значительно превосходит тепловой -  $W \gg W_T$ ), а также кулоновскими столкновениями (так, для значений плотности  $n$  и температуры  $T$  плазмы в нижней короне Солнца  $n = 10^{10} \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^7 \text{ К}$ ,  $v_{кул} = 6 \div 60 \text{ с}^{-1}$ , а  $\tau_{кв.р.}^{-1} = 10^5 \text{ с}^{-1}$  при обычно принимаемых плотностях пучков  $\frac{n'}{n} = 10^{-5}$  и поэтому  $\tau_{кв.р.} \gg v_{кул}$ ).

Так как нас интересуют изменения функции распределения электронов на больших расстояниях от места инъекции  $L \approx 10^9 \div 10^{10} \text{ см}$  и при электрических полях  $E < 10^{-7}$  СГСЭ [3], то оказывается, что самым быстрым процессом является взаимодействие электронов с плазменными волнами. Это взаимодействие приводит к установлению в каждой точке "равновесных" (аналогично равновесным максвелловским распределениям частиц) распределений электронов [4,7,5]

$$f_p = \begin{cases} p(x, t), & v < u(x, t), \\ 0, & v > u(x, t), \end{cases} \quad (4)$$

и спектральной плотности энергии плазменных волн

$$W = \begin{cases} W_0(v, x, t), & v < u(x, t), \\ 0, & v > u(x, t), \end{cases} \quad (5)$$

которые annullают правые части кинетических уравнений (2), (3). В (4), (5)  $p(x, t)$  - высота плато, а  $u(x, t)$  - максимальная скорость электронов плато.

Для функций  $p(x, t)$ ,  $u(x, t)$ ,  $W_0(v, x, t)$ , медленно меняющихся во времени и пространстве, стандартным образом [5] получаем газодинамические уравнения:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} - \gamma = 0, \quad \gamma = \frac{eE}{m}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{v^3} \frac{\partial W_0}{\partial t} = \frac{m}{\omega_p} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial W_0}{\partial t} = 0, \quad v = u, \quad (9)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} W_0 = 0, \quad v = u. \quad (10)$$

Решение этих уравнений в случае моноэнергетического пучка (1) имеет следующий вид

$$p(x, t) = p(T) = \begin{cases} \frac{f_0 v_0 \psi(-T)}{(v_0 - \gamma T)^2 (v_0 - 2\gamma T)}, & T < 0, \\ \frac{f_0 (v_0 + 4\gamma T) \psi(T)}{v_0^2 (v_0 + 2\gamma T)}, & T > 0, \end{cases} \quad (11)$$

$$T = t - \frac{2}{\gamma} (u - v_0), \quad (12)$$

$$u = u(x, t) = \sqrt{2\gamma x + v_0^2}, \quad (13)$$

$$W_0(v, x, t) = \frac{m}{\omega_p} \left[ p(x, t) v^4 \left( 1 - \frac{v}{u} \right) + \frac{v^5}{u} p \left( \frac{v_0 - u}{\gamma} \right) \right]. \quad (14)$$

Обсудим это решение для случая, когда электроны инжектируются в течение времени  $\tau$ , моделируя функцию источника следующим образом

$$\psi(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (15)$$

Видно, что максимальное значение плато (соответствующее  $\psi(0)$ ) перемещается по закону

$$x(t) = \frac{\gamma t^2}{8} + \frac{v_0 t}{2}. \quad (16)$$

Вместе с ним перемещается и максимальное значение энергии плазмонов (14). То есть, как и в отсутствие электрического поля, электроны распространяются в плазме в виде пучково-плазменного образования, но теперь это движение ускоренное.

Посмотрим как изменяется со временем число частиц

$$N = \int dx \int dv f \quad (17)$$

в пучково-плазменном образовании. Из (11), (12) следует, что максимальное значение высоты плато остается неизменным, но изменяется ширина образования пропорционально  $u(x,t)$ . Кроме того пропорционально максимальной скорости растет и ширина плато в пространстве скоростей. Поэтому число частиц в сгустке

$$N \propto u^2(x,t). \quad (18)$$

В ускоряющем электрическом поле граничная скорость  $u(x,t)$  (13) увеличивается и вместе с ней растет число частиц. Это происходит за счет "вытягивания" электронов из области тепловых скоростей. Если поле запирающее, то есть  $\gamma < 0$ , то согласно (13) и (18) граничная скорость, а вместе с ней и число частиц в сгустке уменьшается - электроны "вдавливаются" в эту область. На расстоянии  $x_0 = \frac{v_0^2}{2|\gamma|}$  обращается в ноль максимальная скорость  $u(x,t)$  электронов пучково-плазменного образования и оно останавливается.

Таким образом, видим, что и при наличии электрического поля пучок электронов распространяется в плазме в виде сгустка. Но теперь он движется ускоренно, замедляясь или ускоряясь, в зависимости от направления поля. Формирование такого пучково-плазменного образования связано с тем, что на переднем фронте сгустка быстрые электроны генерируют плазменные волны, которые на заднем фронте поглощаются медленными электронами, что ускоряет их. Роль электрического поля сводится к тому, что оно, во-первых, изменяет максимальную скорость электронов - увеличивает в ускоряющем поле и уменьшает в запирающем, а во-вторых, "вытягивает" или "вдавливает" электроны в область тепловых скоростей. Первое приводит к увеличению (уменьшению) скорости образования, а второе - к увеличению (уменьшению) числа его электронов.

Найдем теперь величину электрического поля по наблюдаемой степени асимметрии  $\rho$  рентгеновского излучения в рамках развитой теории распространения пучков электронов в электрическом поле. Для этого выразим степень асимметрии [3]

$$\rho = \frac{F_+ - F_-}{F_+ + F_-} \quad (19)$$

через величину электрического поля. Здесь  $F_+, F_-$  - интенсивности рентгеновского излучения из оснований петли, где электроны, соответственно,

ускоряются полем или замедляются. Так как интенсивность излучения  $F \propto n' \sigma v$ , где

$$\sigma \propto \frac{1}{E} \propto \frac{1}{v^2} - \text{сечение тормозного излучения [8],}$$

$n'$  - число быстрых электронов, а  $v$  - их скорость, то, используя (13), имеем соответственно для  $F_+$  и  $F_-$

$$F_+ \propto u(x,t) \propto v_0 \left( 1 + \frac{|\gamma| x_+}{v_0^2} \right), \quad (20)$$

$$F_- \propto u(x,t) \propto v_0 \left( 1 - \frac{|\gamma| x_-}{v_0^2} \right). \quad (21)$$

При получении этих соотношений мы учли, что в вершине петли электроны инжектируются с одинаковой скоростью  $v_0$  и плотностью во всех направлениях. В (20) и (21)  $x_+$  и  $x_-$  - это расстояния от вершины петли до ее оснований. Для степени асимметрии из (19) и (20), (21) имеем оценочную формулу

$$\rho \approx \frac{|\gamma| (x_+ + x_-)}{2v_0^2}. \quad (22)$$

Откуда получаем для электрического поля

$$E = \frac{2m}{e} \frac{\rho v_0^2}{(x_+ + x_-)}, \quad (23)$$

или, если петля представляет собой полуокружность, то

$$E = \frac{4m}{\pi e} \frac{\rho v_0^2}{d}, \quad (24)$$

где  $d = \frac{2}{\pi} (x_+ + x_-)$  - расстояние между основа-

ниями петли. Данные по рентгеновскому излучению, выходящему из оснований петель, в широком диапазоне энергий позволяют в каждом конкретном случае непосредственно из наблюдений определять с помощью соотношений (23), (24) величину электрического поля. Так, для параметров магнитных петель, приведенных в [3], получаем значения поля  $E$  от  $1 \cdot 10^{-8}$  до  $7 \cdot 10^{-8}$  СГСЭ.

В данной модели находит свое объяснение и совпадение временных профилей микроволнового и жесткого рентгеновского излучений, так как и то, и другое порождается одними и теми же электронами. Рентгеновское излучение генерируется непосредственно быстрыми электронами, пришедшими в основания петель, а микроволновое излучение связано с плазменной турбулентностью, которая сопровождает распространение электронов.

**Литература**

1. B.R.Dennis. Solar Phys. 1989, **121**, № 1/2, 75.
2. G.A. Dulk, D.J. McLean, G.J. Nelson. Solar Radio-physics. Ed. by N.J. McLean, N.R. Labrum. Cambridge, Cambridge Univ. Press., 1985, 98.
3. В.И. Абраменко, С.И. Гопасюк, М.Б. Огирь. Изв. Крым. астрофиз. обс. 1993, **787**, с. 3.
4. А.А. Веденов, Д.Д. Рютов. Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Москва, Атомиздат, 1972, Вып. 6, с. 3.
5. В.Н. Мельник. Физика плазмы. 1995, **21**, №1, с. 94.
6. Д.Д. Рютов. Журн. exper. и теор. физики. 1967, **52**, с. 1378.
7. Д.Д. Рютов, Р.З. Сагдеев. Журн. exper. и теор. физики. **58**, с. 739.
8. А.И. Ахиезер, Б.В. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Москва, Наука, 624 с.

**On Influence of Electric Field on Electron Beams Propagation in Solar Magnetic Arches**

**V. N. Mel'nik**

Problem of fast electron propagation in external electric field under flare loop conditions is considered. It is shown that electrons propagate in the form of beam-plasma structure. This structure is accelerated or decelerated depending on electric field direction. An expression for determination of electric field by degree of hard X-ray asymmetry is found.