

## **КУЛОНОВСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ И УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ**

**Цап Ю.Т.<sup>1</sup>, Степанов А.В.<sup>2</sup>, Копылова Ю.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

## **COULOMB COLLISIONS AND CHARGE PARTICLE ACCELERATION IN SOLAR FLARES**

**Tsap Yu.T.<sup>1</sup>, Stepanov A.V.<sup>2</sup>, Kopylova Yu.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

*Coulomb collisions between quasi-thermal charge particles accelerated by the electric field  $E$  and coronal Maxwellian solar plasma are considered. It has been shown that using of the test particle approximation can lead to an overestimation of the braking force for a test electron. The change of the electron distribution function should be taken into account for a strong electric field, when it is less and comparable with the Dreicer electric field  $E_D$ . The proton acceleration to relativistic energies is possible only by super-Dreicer electric fields when  $E > E_D$ .*

**<https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-339-342>**

### **Введение**

Проблема ускорения заряженных частиц в солнечных вспышках остается одной из наиболее актуальных проблем гелиофизики. Это объясняется, в частности, тем, что число ускоренных электронов и протонов должно быть сопоставимо с числом тепловых частиц, содержащихся во вспышечной корональной арке (аркаде). В первую очередь, это касается энергичных электронов ввиду малой эффективности нетеплового тормозного излучения, ответственного за жесткую рентгеновскую компоненту, и влияния электрического поля обратного тока в переходной области [1]. Что касается ускоренных протонов, то вопрос об их количестве в значительной мере остается открытым, поскольку вплоть до настоящего времени не существует надежных методов оценки их концентрации, если кинетическая энергия последних  $W_p < 1$  МэВ.

Сравнительно недавно Hudson et al. [2] для четырех событий, включая микровспышку рентгеновского класса B9.4, обнаружили преднагрев плазмы до температуры 10–15 МК на предимпульсной фазе. Статистические исследования de Silva et al. [3], проведенные на основе данных GOES, показали, что в интервале 20 С, отсчитываемом от начала вспышки в мягком рентгеновском диапазоне, температура корональной плазмы для 75% из 745 вспышечных событий, наблюдавшихся с 2010 по 2011 гг., превышала 8.6 МК. Горячие рентгеновские предвестники были обнаружены не только на GOES, но и на Solar Orbiter/STIX для вспышек класса B1.2–X6.9 [4].

События, сопровождающиеся преднагревом корональной плазмы до высокой температуры, по меткому выражению Хью Хадсона, получили название HOPE (hot onset precursor events). На наш взгляд, проблема HOPE свидетельствует в пользу важности учета кулоновских столкновений, поскольку преднагрев вспышечной плазмы до температуры  $\sim 10$  МК заметно повышает эффективность ускорения квази-тепловых электронов перед импульсной фазой вспышки [5].

Цель настоящей работы – рассмотреть кулоновское торможение электронов и протонов вспышечной плазмы в электрическом поле с учетом кинетических эффектов.

### **Кулоновские потери энергии пробного электрона в максвелловской плазме**

Как известно, ускорение заряженных частиц может происходить только под действием электрического поля. В этом случае, используя стандартные обозначения, уравнение движения пробной заряженной частицы ( $t$ ) можно представить в виде [6]

$$m_t \frac{dv_t}{dt} = Z_t e E - \sum_f F_f. \quad (1)$$

Здесь  $F_f$  – сила торможения из-за кулоновских столкновений с полевыми частицами сорта  $f$ , для которой в приближении Спизера

$$n_j F_f = \sum \frac{D_{tf} n_f}{k T_f} \left( 1 + \frac{m_f}{m_t} \right) G(x_f), x_f = \frac{v_t}{V_{Tf}}, D_{tf} = 4\pi Z_t^2 Z_f^2 e^4 \ln \Lambda. \quad (2)$$

$$G(x_f) = \frac{\Phi(x_f) - x_f \Phi'(x_f)}{2x_f^2}, \Phi(x_f) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_f} \exp(-y^2) dy, V_{Tf} = \left( \frac{2kT_f}{m_f} \right)^{1/2}.$$

Полагая электрическое поле Драйзера

$$E_D = \frac{4\pi e^3 n_e \ln \Lambda}{kT},$$

нетрудно показать из (1) и (2), что суммарная сила торможения, действующая на пробный электрон в максвелловской плазме, равна

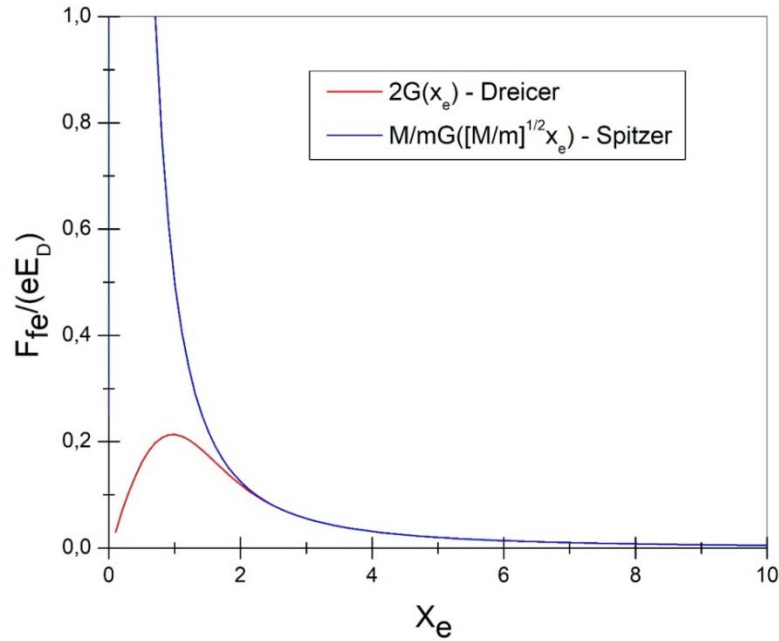
$$F_e(x_e) + F_p(x_p) = e E_D \left( 2G(x_e) + \frac{M}{m} G(\sqrt{M/m} x_e) \right). \quad (3)$$

Как следует из численного анализа уравнения (3) (см., например, [6, 8]), электроны в постоянном электрическом поле могут стать убегающими, даже в том случае, если их скорость  $V$  больше тепловой скорости протонов  $V_{Tp}$ . Однако, поскольку  $V_{Tp} \ll V_{Te}$ , то в случае слабых электрических полей,

когда  $E \ll E_D$ , все тепловые электроны оказываются убегающими, что явно противоречит результатам, полученным Драйсером [7], который принял во внимание, в отличие от Спитцера, токовый дрейф электронов под действием электрического поля и задал соответствующим образом их функцию распределения.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют, что пренебрежение изменением функции распределения электронов под действием электрического поля может приводить к некорректным выводам. Вместе с тем необходимо отметить, что если электрическое поле  $E$  сопоставимо с драйсеровским  $E_D$  и  $E < E_D$  (приближение сильного электрического поля) и скорость пробного электрона  $V_e > V_{Te}$ , то его торможение будет определяться столкновениями с тепловыми протонами. В этом случае для сил торможения, полученными в приближении Спитцера и Драйсера, соответственно имеем

$$\frac{F_e}{(eE_D)} = \frac{M}{m} G(\sqrt{M/m} x_e), \quad \frac{F_e}{(eE_D)} = G(x_e).$$



**Рисунок.** Зависимость относительных сил торможения в результате столкновений пробного электрона с протонами по Спитцеру (синяя линия) и Драйсеру (красная линия).

Как следует из рисунка, при  $x_e \approx 2$  соответствующие формулы хорошо согласуются между собой. При этом необходимо также подчеркнуть, что в приближении слабого электрического поля ( $E \ll E_D$ ), когда критическая скорость убегающих электронов  $V_{ce} \ll V_{Te}$ , необходимо учитывать столкновения убегающего пробного электрона не только с тепловыми протонами, но и тепловыми электронами, что может существенно сказаться на значении  $V_{ce}$ , начиная с которой они становятся убегающими [6].

Что касается ускорения ионов, то этот процесс в электрическом поле оказывается более сложным. В частности, с учетом дрейфа электронов в приближении слабого электрического поля для силы динамического торможения соответственно имеем [6, 8]

$$F_{fp} = F_f + \frac{Z^2}{Z_i^2} C(x_p) eE,$$

где  $C(x_p)$  – некоторая функция, которая при  $V_p > V_{Te}$  стремится к нулю, а при  $V_p < V_{Te}$  между  $V_{Ti}$  и  $V_{Te}$  имеет локальный минимум [6]. Следовательно, протоны могут ускоряться до релятивистских энергий лишь в том случае, если  $V_p > V_{Te}$ , т.е. в равновесной максвелловской плазме при  $T = 3 \times 10^6 - 10^7$  К энергия протонов

$$W_p > M \frac{V_{Te}^2}{2} = kT \frac{M}{m} = 0.6 - 2 \text{ МэВ}.$$

где  $k$  – постоянная Больцмана.

Полученная оценка свидетельствует, что ускорение протонов в условиях вспышечной плазмы, когда  $E < E_D$ , выглядит проблематичным, а значит только сверх-драйсеровские электрические поля могут обеспечить эффективное ускорение ионов. Однако не следует исключать, что важную роль могут играть стохастические механизмы ускорения, в частности, резонансное ускорение на альфвеновских волнах.

### **Выводы**

1. В приближение Спицера описание динамической силы торможения электрона с  $V < V_{Te}$ ,двигающегося под действием электрического поля  $E$ , может приводить к некорректным результатам.
2. Ускорение убегающих протонов квазистационарным электрическим полем до высоких энергий при  $E < E_D$  выглядит довольно проблематичным из-за кулоновских столкновений с электронами.
3. Протоны могут эффективно ускоряться лишь сверх-драйсеровскими электрическими полями, когда  $E > E_D$ .

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 22-12-00308).

### **Литература**

1. Gritsyk, P.A., Somov, B.V. // Physics-Uspekhi, 2023, 66, 437.
2. Hudson, H.S., Simoes, P.J.A., Fletcher, L. et al. // MNRAS, 2021, 501, 1273.
3. da Silva, D.F., Hui, L., Simoes, P.J.A. et al. // MNRAS, 2023, 525, 4143.
4. Battaglia, A.F., Hudson, H., Warmuth, A. et al. // A&A, 2023, 679, id.A139.
5. Tsap, Yu.T., Melnikov, V.F. // AstL, 2023, 49, 200.
6. Holman, G. // ApJ, 1995, 452, 451.
7. Dreicer, H. // Phys. Rev., 1959, 115, 238.
8. Harrison, E.R.J. // Nucl. Energy, Part C Plasma Phys., 1960, 1, 105.