

УДК 523.985.3

## О механизмах регулярного ускорения электронов индуцированным электрическим полем в солнечных вспышках

Ю.Т. Цан<sup>1</sup>, Ю.Г. Копылова<sup>2</sup>, О.А. Королькова<sup>2</sup>, М. Barta<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ФГБУН «Крымская астрофизическая обсерватория РАН», Научный, 298409, Крым  
yur\_crao@mail.ru

<sup>2</sup> ФГБУН ГАО РАН, Пулковское ш., 65, Санкт-Петербург, 196140, Россия  
yulia00@mail.ru

<sup>3</sup> Astronomical Institute ASCR, Ondřejov 251 65, Czech Republic

Поступила в редакцию 31 октября 2021 г.

**Аннотация.** Проведен критический анализ механизмов регулярного ускорения электронов индуцированными электрическими полями в солнечных вспышках. Показано, что соответствующие модели сталкиваются с трудностями, связанными с поперечным направлением индуцированного электрического поля относительно магнитного, замагниченностью плазмы и малой эффективностью. Делается вывод в пользу важной роли продольных электростатических электрических полей в ускорении электронов.

**Ключевые слова:** Солнце, вспышечное энерговыделение, ускоренные электроны, электрическое поле

### 1 Введение

Проблема ускорения заряженных частиц в солнечных вспышках – одна из наиболее актуальных и нерешенных проблем гелиофизики. Как следует из анализа почти двух сотен вспышечных событий рентгеновского класса M и X, наблюдавшихся на спутнике RHESSI (Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager) с 2002 по 2005 гг., нетепловая энергия электронов превышает тепловую в 85 % случаев (Aschwanden et al., 2016). Хотя оценки были сделаны в рамках так называемой модели “теплой толстой мишени”, предполагающей серьезные теоретические ограничения, тем не менее полученные результаты убедительно свидетельствуют об определяющей роли ускоренных заряженных частиц в энергетике солнечных вспышек.

Механизмы ускорения можно разбить на два класса: регулярные и нерегулярные, или стохастические (Miller et al., 1997; Tsap, 2000; Aschwanden, 2004; Liu, Jokipii, 2021). В первом случае частицы ускоряются непрерывно, а во втором – их энергия увеличивается лишь в среднем, т. е. они могут как приобретать, так и терять энергию. Очевидно, что наиболее эффективными являются регулярные механизмы, которым мы и уделим основное внимание. При этом в свете имеющихся наблюдательных данных они должны удовлетворять следующим требованиям (Miller et al., 1997):

1. Ускорение электронов вплоть до релятивистских энергий должно происходить за время порядка 0.1 с.
2. Потоки заряженных частиц должны составлять  $10^{35}$ – $10^{36}$  с<sup>-1</sup>, что приблизительно соответствует ускорению всех тепловых электронов, содержащихся во вспышечной арке.
3. Ускоренные электроны должны достигать ультрарелятивистских энергий, вплоть до 10 МэВ.

До сих пор каких-либо веских указаний в пользу доминирования того или иного механизма ускорения в области вспышечного энерговыделения получено не было. На наш взгляд, в какой-то мере это связано с малым числом работ, посвященных критическому анализу основных физических принципов, которым, в частности, и посвящена настоящая работа.

## 2 Особенности ускорения электронов индуцированным электрическим полем: одночастичное и дрейфовое приближение

Описание плазменных процессов можно проводить, исходя из следующих приближений: одночастичное, дрейфовое, магнитогидродинамическое и кинетическое. Каждый метод имеет свои достоинства и недостатки. Так, первый подход является наиболее простым, что позволяет выделить наиболее важные характеристики рассматриваемого явления. Однако, в частности, он становится малоприменимым для описания более тонких эффектов, связанных, например, с неоднородностью магнитного и электрического поля в замагниченной плазме. Дрейфовое приближение, следующее из усреднения движения заряженной частицы по ларморовским орбитам, хотя и лишено этого недостатка, тем не менее не учитывает, как и всякое одночастичное описание, плазменный диамагнетизм. В свою очередь, магнитогидродинамический подход не позволяет в полной мере учесть кинетические эффекты, обусловленные отклонением функции распределения заряженных частиц от равновесного, что может приводить к раскачке различных мелкомасштабных колебаний и волн. Хотя кинетическая теория предполагает наиболее общий подход, он зачастую оказывается слишком сложным и излишне детальным. Это существенно затрудняет понимание физической сущности явления – “за деревьями леса не видно”. На наш взгляд, если речь идет о регулярных механизмах ускорения индуцированным электрическим полем, то можно ограничиться одночастичным и дрейфовым приближениями.

Уравнение движения электрона запишем следующим образом:

$$m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = e \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} \right), \quad (1)$$

где  $m$  и  $\mathbf{V}$  – масса и скорость электрона соответственно,  $e$  – элементарный заряд,  $c$  – скорость света. Отсюда изменение кинетической энергии нерелятивистской частицы  $T = mV^2/2$  можно представить в виде

$$\frac{dT}{dt} = \mathbf{V} \frac{d\mathbf{p}}{dt} = e\mathbf{V}\mathbf{E}. \quad (2)$$

Согласно уравнениям (1) и (2), только под действием электрического поля может происходить ускорение заряженных частиц. Причем для электрического поля, используя стандартные обозначения, имеем

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}.$$

Подставляя последнее выражение в (2), находим

$$\frac{dT}{dt} = -e\mathbf{V} \left( \nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right). \quad (3)$$

Отметим, что второй член в правой части уравнения (3) описывает так называемое бетатронное ускорение вихревым индукционным электрическим полем.

В дальнейшем под индуцированным электрическим полем  $\mathbf{E}_i$  мы будем понимать электрическое поле, которое возникает в результате изменения по времени магнитного поля  $\mathbf{B}$  (см., однако, Liu, Jokipii, 2021). Ограничиваясь декартовой системой координат и полагая для простоты магнитное поле  $\mathbf{B} = (0, 0, B(t, \mathbf{r}))$ , где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки наблюдения, направленным вдоль оси  $\mathbf{Z}$ , из закона Фарадея

$$\nabla \times \mathbf{E}_i = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \mathbf{e}_z, \quad (4)$$

где  $\mathbf{e}_z$  – единичный вектор, получим

$$(\nabla \times \mathbf{E}_i)_z = \left( \frac{\partial E_{iy}}{\partial x} - \frac{\partial E_{ix}}{\partial y} \right)_z = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (5)$$

Уравнение (5) предполагает, что индуцированное электрическое поле  $\mathbf{E}_i$  перпендикулярно магнитному  $\mathbf{B}$ . Более наглядно это можно продемонстрировать для случая однородного магнитного поля, когда  $\mathbf{B} = (0, 0, B(t))$ . В этом случае, как нетрудно показать

$$\mathbf{E}_i = -\frac{1}{2} (\mathbf{e}_z \times \mathbf{r}) \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (6)$$

Особо подчеркнем, что уравнение (6) удовлетворяет также условию

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_i = 0,$$

т. е. электрическое поле  $\mathbf{E}_i$  не может быть связано с пространственным разделением зарядов. Также обращает на себя внимание, что  $\mathbf{E}_i$ , согласно уравнениям (5) и (6), нельзя считать однородным, поскольку оно должно зависеть от координат.

Как известно, если период вращения электронов по ларморовским орбитам существенно меньше характерного времени изменения электрического или магнитного поля, а размеры системы  $L$  значительно превышают ларморовский радиус заряженной частицы (в условиях корональной вспышечной плазмы оба этих условия, как правило, выполняются), то можно воспользоваться дрейфовым приближением. В этом случае закон сохранения кинетической энергии для скорости гировращения электрона  $v_\perp$  и уравнение движения, описывающее движение центра его ларморовской орбиты (приближение ведущего центра  $R$ ), можно представить следующим образом:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{mv_\perp^2}{2} \right) = \mu \frac{dB}{dt}, \quad (7)$$

$$m \frac{d\mathbf{v}_R}{dt} = e \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_R \times \mathbf{B}}{c} \right) - \mu \nabla B, \quad (8)$$

где магнитный момент  $\mu = mv_\perp^2/2B$ . Из уравнения (7) следует важное соотношение – так называемый закон сохранения первого (поперечного) адиабатического инварианта, согласно которому

$$\frac{d}{dt} \mu = 0. \quad (9)$$

Как легко видеть из (9), бетатронный механизм ускорения может приводить к увеличению энергии электронов только в случае роста магнитного поля  $B$  (см., однако, [Fleishman et al., 2020](#)).

В свою очередь, полагая

$$\mathbf{v}_R = v_z \mathbf{e}_z + \mathbf{v}_{R\perp},$$

согласно (8) получим

$$m \mathbf{e}_z v_z - \frac{e}{c} (\mathbf{v}_{R\perp} \times \mathbf{B}) = e \mathbf{E} - \mu \nabla B - m \left( v_z \frac{d\mathbf{e}_z}{dt} + \frac{d\mathbf{v}_{R\perp}}{dt} \right). \quad (10)$$

Умножая теперь уравнение (10) сначала скалярно, а затем векторно на  $\mathbf{e}_z$ , полагая  $v_z \gg v_{R\perp}$ , пренебрегая зеркальной силой  $\mu \nabla B$ , получим уравнения движения электрона

$$m \frac{dv_z}{dt} = e E_z, \quad \mathbf{v}_{R\perp} = \frac{c}{B} (\mathbf{E} \times \mathbf{e}_z). \quad (11)$$

Отметим, что условие  $v_z \gg v_{R\perp}$  для вспышечной корональной плазмы выполняется с большим запасом. Действительно, электрическое поле Драйсера ([Tsap, Kopylova, 2017](#); [Tsap et al., 2019](#))

$$E_D \approx 2 \times 10^{-11} \frac{n}{T} \text{ статВ/см.}$$

Отсюда, принимая концентрацию электронов (ионов)  $n = 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и температуру  $T = 10^6 - 10^7 \text{ К}$ , получим  $E_D \approx 2 \times (10^{-8} - 10^{-6}) \text{ статВ/см}$ . Следовательно, при  $B = 100 \text{ Гс}$  согласно (11) скорость дрейфа электронов  $v_{R\perp} = 10 - 10^3 \text{ см/с}$ . Полученная оценка убедительно свидетельствует, что скорость поперечного дрейфа даже в случае сверхдрайсеровских электрических полей (см., например, [Fleishman et al., 2020](#)), когда  $E \gg E_D$  является пренебрежимо малой величиной по сравнению с характерной скоростью тепловых электронов  $v_{Te} = \sqrt{2kT/m} \sim 10^8 \text{ см/с}$ , где  $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ эрг/К}$  – постоянная Больцмана.

Таким образом, уравнение (8), полученное в приближении ведущего центра, предполагает, что в солнечных вспышках только электростатическое поле  $E_z$  способно эффективно ускорять электроны. В значительной мере это объясняется поперечной направленностью генерируемого индуцированного электрического поля  $\mathbf{E}_i$  относительно магнитного  $\mathbf{B}$ , которое приводит к явлению электромагнитного экранирования, лежащего в основе представлений о вмороженности магнитного поля.

Что касается бетатронного механизма ускорения, то его едва ли можно считать эффективным в условиях вспышечной плазмы. В частности, для того чтобы энергия квазитеплого электрона, испытывающего к тому же сильные кулоновские потери энергии, увеличилась на два порядка, магнитное поле в силу сохранения магнитного момента (9) должно возрасти также приблизительно на два порядка, что представляется маловероятным. Как показывают численные расчеты, заметное ускорение возможно только для электронов, уже имеющих достаточно большие энергии (сотни кэВ), для которых темп ускорения больше темпа замедления из-за столкновений (Filatov et al., 2013). Привлечение механизма Ферми в рамках представлений о коллапсирующей магнитной ловушке (Bogachev, Somov, 2005) едва ли может существенно улучшить ситуацию. В этом случае  $v_2 L = \text{const}$ , а значит, для обеспечения существенного ускорения электронов ловушка должна сократиться вдоль вершины вспышечной арки по меньшей мере в три раза, что не находит наблюдательных подтверждений. При этом минимальное время ускорения  $\tau \approx L/v_A$ , где  $v_A$  – альфвеновская скорость. Отсюда, полагая в последней формуле  $L = 10^8\text{--}10^9$  см и  $v_A = 10^8$  см/с, мы получим оценку  $\tau = 1\text{--}10$  с, существенно превышающую, например, длительность спайков, наблюдаемых в жестком рентгеновском излучении (см., например, Miller et al., 1997).

### 3 Обсуждение результатов и выводы

В представленной работе, используя дрейфовое приближение, мы провели анализ регулярных механизмов ускорения электронов, которые могут быть реализованы в солнечных вспышках. Нами было показано, что ускорение в индуцированных электрических полях сталкивается с трудностями. На наш взгляд, это может свидетельствовать об ограниченной роли бетатронного ускорения электронов во вспышках и возможном существенном вкладе ускоряющих продольных электростатических электрических полей. В последнем случае за разделение зарядов может быть ответственно как движение плазмы поперек магнитных силовых линий (см., например, Tsuneta, 1995), так и понижение электрической проводимости, обусловленное частичной ионизацией и нестационарностью (Zaitsev, Stepanov, 2015). Более детально возможную природу этих явлений мы надеемся рассмотреть в нашей следующей работе. Однако нельзя также исключать важную роль стохастического ускорения электронов на мелкомасштабных турбулентных пульсациях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ЧНФ в рамках научного проекта № 20-52-26006 и Минобрнауки (НИР № 0831-2019-0006).

### Литература

- Aschwanden M.J., 2004. *Physics of the Solar Corona: An Introduction*, New York: Springer.
- Aschwanden M.J., Holman G., O’Flannagain A., et al., 2016. *Astrophys. J.*, vol. 832, id 27.
- Bogachev S.A., Somov B.V., 2005. *Astron. Lett.*, vol. 31, pp. 537–545.
- Filatov L.V., Melnikov V.F., Gorbikov S.P., 2013. *Geomag. Aeronom.*, vol. 53, pp. 1007–1012.
- Fleishman G.D., Gary D.E., Chen B., Kuroda N., Yu S., Nita G.M., 2020. *Science*, vol. 367, iss. 6475, pp. 278–280.
- Liu S., Jokipii J.R., 2021. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, vol. 8, id. 100.
- Miller J.A., Cargill P.J., Emslie A.G., et al., 1997. *J. Geophys. Res.*, vol. 102, no. A7, pp. 14631–14660.
- Tsap Yu.T., 2000. *Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ.*, vol. 96, pp. 165–175.
- Tsap Yu.T., Kopylova Yu.G., 2017. *Geomag. Aeronom.*, vol. 57, no. 8, pp. 996–1000.
- Tsap Yu.T., Stepanov A.V., Kopylova Yu.G. 2019. *Geomag. Aeronom.*, vol. 59, no. 8, pp.789–792.
- Tsuneta S., 1995. *Publ. Astron. Soc. Japan*, vol. 47, pp. 691–697.
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V., 2015. *Solar Phys.*, vol. 290, no. 12, pp. 3559–3572.

## Mechanisms of regular acceleration of electrons by induced electric fields in solar flares

*Yu.T. Tsap*<sup>1</sup>, *Yu.G. Kopylova*<sup>2</sup>, *O.A. Korolkova*<sup>2</sup>, *M. Barta*<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny 298409

*yr\_crao@mail.ru*

<sup>2</sup> Central Astronomical Observatory at Pulkovo, Pulkovskoe shosse 65/1, St. Petersburg 196140, Russia

*yulia00@mail.ru*

<sup>3</sup> Astronomical Institute ASCR, Ondřejov 251 65, Czech Republic

**Abstract.** A critical analysis of mechanisms of regular acceleration of electrons in solar flares is carried out. The corresponding models are shown to face difficulties associated with the transverse direction of the induced electric field with respect to the magnetic one, plasma magnetization, and small efficiency. It is concluded in favor of an important role of longitudinal electrostatic electric fields in the acceleration of electrons.

**Key words:** Sun, flare energy release, accelerated electrons, electric field