

ОГРАНИЧЕНИЯ НА РЕЖИМЫ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

© 2019 г. В. А. Ковалев^{1*}, В. Ф. Мельников²

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Москва, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 28.03.2019 г.; после доработки 04.06.2019 г.; принята к публикации 25.06.2019 г.

На основе данных наблюдений микроволновых импульсных всплесков, зарегистрированных в обсерватории Нобейма, получены ограничения на режимы ускорения электронов в солнечных вспышках. Из анализа эволюции инкремента нарастания радиопотока установлено, что ускорение электронов во время вспышки происходит в режиме, замедленном по сравнению с экспоненциальным.

Ключевые слова: солнечные вспышки, радиовсплески, потоки, спектральный индекс, инкремент, мгновенная частота, электроны, режимы ускорения.

DOI: 10.1134/S0320010819080059

ВВЕДЕНИЕ

Современные представления об ускорении частиц в солнечных вспышках и об их рентгеновском и микроволновом излучениях изложены в обзорах Жарковой и др. (2011), Мирошниченко (2018), Хуанг и др. (2018). Анализ характеристик радиовсплесков позволяет изучать особенности процессов ускорения заряженных частиц во время солнечных вспышек. Генерация интенсивного микроволнового излучения, сопровождающего солнечные вспышки, происходит в результате магнитотормозного (гиротронного) излучения ускоренных электронов со спектром, близким к степенному: $N(E) \propto E^{-\gamma}$, $\gamma > 0$ (Бастиан и др., 1998). В высокочастотной ($f > f_{\max}$) части микроволнового спектра (f_{\max} — частота спектрального максимума радиовсплеска), где радиисточник является оптически тонким, а поток излучения пропорционален общему числу среднерелятивистских электронов, наблюдаемый спектральный индекс (с.и.) α зависимости потока радиоизлучения от частоты: $F \propto f^\alpha$ напрямую связан с γ (Гинзбург, Сыроватский, 1963). В работе Ишкова и др. (1981) показано, что на частотах $f > f_{\max}$ с увеличением радиопотока индекс $|\alpha|$ уменьшается, спектр уплощается. В диапазоне $f < f_{\max}$ величины $\alpha(t)$ и $F(t)$ могут изменяться синхронно. Уплотнение (“ужестчение”) спектра электронов в источнике может быть обусловлено как действием самого процесса ускорения, так и преимущественным накоплением

в источнике более энергичных электронов (Мельников, Магун, 1998).

Дополнительные возможности для получения ограничений на механизм ускорения электронов во вспышках дает исследование поведения динамики инкремента (мгновенной частоты) интенсивности излучения на отдельных радиочастотах. Это, в частности, позволяет классифицировать процесс ускорения как “сверхэкспоненциальный” или “замедленный” (Ковалев, 2009; Горгуца и др., 2015). С этой целью в данной работе проведен анализ наблюдений импульсных микроволновых радиовсплесков.

НАБЛЮДЕНИЯ

Данные получены на комплексе аппаратуры солнечной радиообсерватории Нобейма, включающем радиополяриметры на нескольких фиксированных частотах 1.0; 2.0; 3.75; 9.4; 17.0 и 35 ГГц. Постоянная интегрирования приемника 50 мс. Временные профили радиопотока $F(t)$ были построены с шагом 1 с и менее. Анализ проведен для ряда из 12 солнечных радиовсплесков с относительно простыми временными профилями интенсивности, зарегистрированных в период январь 2012 г.—февраль 2014 г. Были отобраны достаточно интенсивные всплески с $F_{\max} > 500$ sfu ($1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$) с тем, чтобы избежать влияния теплового тормозного излучения. В случае сложных многокомпонентных всплесков мы рассматривали фазу роста преимущественно только

*Электронный адрес: vic.kov@yandex.ru

Таблица 1

Дата вспышки	Время максимума радиовсплеска, UT	Частота спектрального максимума f_{\max} , ГГц	Максимальная плотность потока на f_{\max} , sfu
2012-01-23	03:50	9.4	1.3×10^4
2012-03-07	01:13	9.4	1.3×10^4
2012-05-17	01:41	9.4	5×10^2
2012-07-06	01:39	35	9×10^2
2012-07-06	23:06	35	1.7×10^4
2012-10-23	03:16	35	4.5×10^3
2013-05-13	02:10	9.4	2.8×10^3
2013-10-28	04:38	17	1.6×10^3
2013-11-07	03:38	35	9×10^2
2013-11-08	04:25	35	4×10^3
2014-02-11	03:27	9.4	5×10^2
2014-02-25	00:45	35	4.8×10^4

для первого мощного пика излучения. Список проанализированных событий приведен в табл. 1.

Полученные нами закономерности поведения динамики инкремента интенсивности на фазе роста оказались похожими для всех изученных всплесков. Для иллюстрации в данной статье приведены результаты исследования радиовсплеска с максимумом потока 1.3×10^4 s.f.u. (01:17 UT) на частоте $f_{\max} = 9.4$ ГГц, сопровождавшего мощную вспышку 07 марта 2012. Временной профиль радиовсплеска на частоте 35 ГГц, начавшийся в 01:06 UT, и фактически состоящий из двух возрастных потоков $F(t)$ (1:06–1:10) UT и (1:10–1:17) UT, показан на рис. 1а.

Эволюция высокочастотной части спадающего спектра ($f > 9.4$ ГГц, $\alpha < 0$) характеризует процесс ускорения электронов и соответственно механизм этого ускорения. Как видно из рис. 1а и 1б, двум упомянутым возрастаниям потока соответствуют два возрастания спектрального индекса α_{35-17} , рассчитанных по потокам на двух частотах: 17 и 35 ГГц, в пределах $-(1.3-0.95)$ и $-(1.0-0.6)$. Уменьшение абсолютной величины $|\alpha_{35-17}|$ указывает на уплотнение высокочастотной части радиоспектра и на “ужесточение” спектра ускоренных электронов. Эта динамика спектрального индекса подтверждает закономерности, упомянутые во Введении, установленные ранее статистически для большинства микроволновых всплесков (Мельников, Магун, 1998). В этом смысле исследуемые в данной работе всплески не являются какими-то особенными. Поэтому их анализ на основе нового метода будет иметь достаточно общее значение.

Инкремент нарастания потока радиоизлучения (мгновенная частота) на фазе роста интенсивности $u(t)$:

$$H = \frac{1}{u} \frac{du}{dt}, \quad (1)$$

позволяет обнаружить во временных профилях функции $u(t)$ (в нашем случае $F(t)$) “сверхэкспоненциальные” ($|H|'_t > 0$) и замедленные ($|H|'_t < 0$) по сравнению с экспоненциальным законом ($H = \text{const}$) режимы. На рис. 1в показана динамика параметра $H(t)$, характеризующего временной масштаб изменения потока радиоизлучения и соответственно процесса ускорения электронов. Как видно из рис. 1а и 1в, два упомянутых выше возрастания потока сопровождаются формированием двух максимумов параметра $H(t)$: (1:08 UT и 1:13 UT), разделяющих сверхэкспоненциальный и замедленный режимы.

Возникает вопрос о причине формирования наблюдаемого максимума $H(t)$. Рассмотрим два модельных случая. Первый свяжем с источником простейшего вида $q = u^\beta$, имеющим стационарную точку $u = 0$ (нулевой фон). А второй — с обобщенным источником, учитывающим фоновый уровень интенсивности $u > 0$, который может иметь из-за остаточного излучения от предыдущего всплеска излучения.

ДИНАМИКА ИНКРЕМЕНТА НА ФАЗЕ РОСТА ВСПЛЕСКА

Предполагаем, что поведение $u(t)$ может быть описано нелинейным дифференциальным уравне-

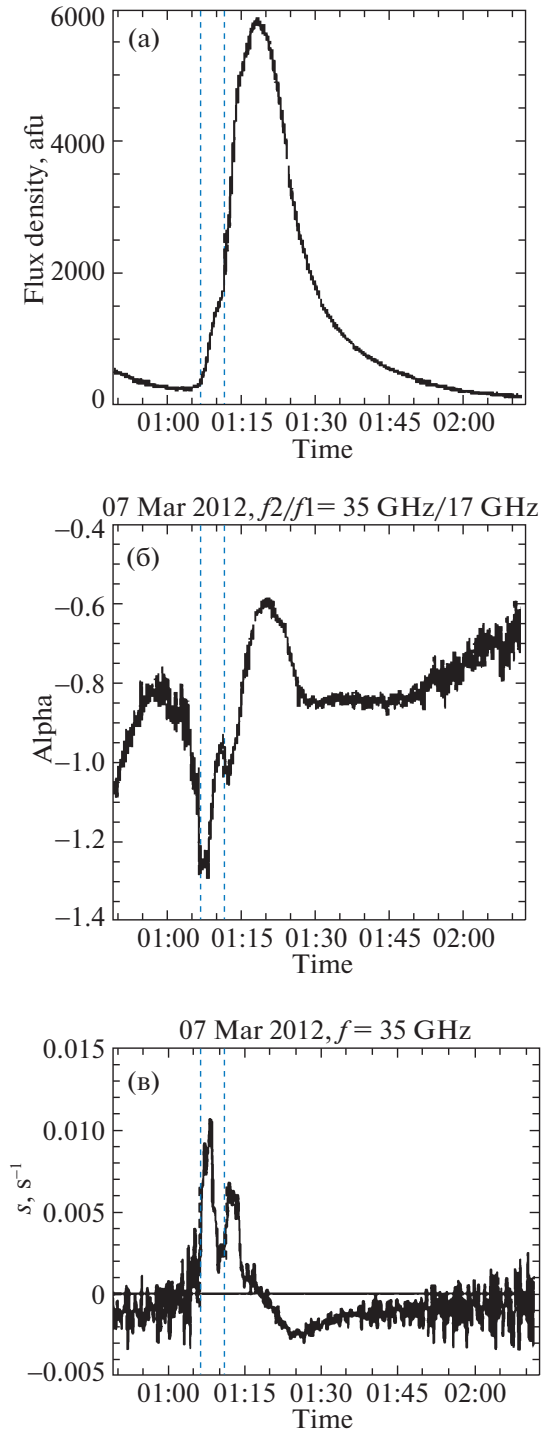


Рис. 1. Микроволновый всплеск 07.03.2012г. на частоте 35 ГГц: (а) — временной профиль, состоящий из двух возрастаний радиопотока $F(t)$ в интервалах (1:05–1:10)UT и (1:10–1:17)UT, (б) — уменьшение спектрального индекса $|\alpha_{35-17}|$ (“уплощение” радиоспектра) в интервалах (1:05–1:10)UT и (1:10–1:17)UT, (в) — максимумы инкремента $H(t)$ (1:08UT и 1:13UT), разделяющие режимы; основное увеличение радиопотока происходит в “замедленном” режиме.

нием

$$u'_t = q(u). \quad (2)$$

В случае степенного источника

$$q = u^\beta, \quad u(0) = u_0, \quad H = q/u, \quad (3)$$

$$H'_t = (\beta - 1)u^{\beta-2}u'_t.$$

При $\beta = 1$ справедлив экспоненциальный закон

$$u(t) = u_0 e^t, \quad H = 1. \quad (4)$$

При $\beta > 1$, $H'_t > 0$ справедлив гиперболический закон в виде сингулярного “режима с обострением”, когда $u(t)$ неограниченно возрастает за конечное время, а при $\beta < 1$, $H'_t < 0$ возрастание $u(t)$ замедленное, несингулярное. Видно, что изменение инкремента в рассмотренных случаях монотонное. Это не позволяет объяснить наблюдаемый максимум $H(t)$.

Покажем, что наблюдаемый сверхэкспоненциальный режим на ранней фазе импульса связан с наличием фона (“хвоста” предыдущего импульса излучения), в результате чего формируется максимум $H(t)$. Фон может быть описан следующим соотношением:

$$u'_t = -ku^\delta, \quad k > 0. \quad (5)$$

Тогда обобщенный источник, учитывающий фон, имеет вид

$$q(u) = u^\beta - ku^\delta, \quad k > 0. \quad (6)$$

Начальное условие $u(0) = u_0$ определяется ненулевой стационарной точкой:

$$q(u_0) = 0, \quad (7)$$

$$u_0 = k^{\frac{1}{\beta-\delta}}. \quad (8)$$

Далее

$$H(u) = q/u = u^{\beta-1} - ku^{\delta-1}, \quad (9)$$

$$H'_u = k(1 - \delta)u^{\delta-2}[1 - (u/u_1)^{\beta-\delta}],$$

$$u_1 = u_0[(1 - \delta)/(1 - \beta)]^{\frac{1}{\beta-\delta}}. \quad (10)$$

Из (9), (10) следует, что при $\beta < 1$, $\delta < \beta$ в точке u_1 , разделяющей два режима возрастания $u(t)$ (сверхэкспоненциальный ($u_0 < u < u_1$, $H'_t > 0$) и замедленный ($u > u_1$, $H'_t < 0$)), формируется максимум $H(t)$. Например, полагая $\beta = 0.5$, $\delta = -2$, получим $u_1 \approx 2u_0$. Таким образом, наблюдениям соответствует обобщенный источник (6). Из (10), зная u_1/u_0 , получим $\beta < 1$, $\delta < \beta$. Учет уменьшающегося фона ($\delta < 0$) приводит к сверхэкспоненциальному режиму. Наличие последующего (после максимума H) основного замедленного режима указывает на $\beta < 1$.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Мы исследовали 12 интенсивных импульсных всплесков с относительно простыми временными профилями. Обнаруженные в работе особенности динамики $H(t)$ выявлены в каждом из этих всплесков. Поведение инкремента (мгновенной частоты) $H(t)$ показывает, что возрастание потока на фиксированных радиочастотах, сопровождающее “ужесточение” спектра ускоренных электронов, имеет “двухступенчатый” характер: сначала сверхэкспоненциальное, а затем, после достижения $H(t)$ максимального значения, замедленное. Детальный анализ временных профилей на фазе роста интенсивности всплесков показал, что наличие сверхэкспоненциального режима и максимума $H(t)$ на начальной стадии роста связано с влиянием фона, обусловленного предшествующими импульсами излучения меньшей интенсивности. Установлено, что основное возрастание радиопотока во время интенсивного импульсного всплеска происходит в замедленном по сравнению с экспоненциальным законом режиме, т.е. при уменьшении инкремента $H(t)$.

Поскольку в высокочастотной ($f > f_{\max}$) части микроволнового спектра радиоисточник является оптически тонким, поток излучения пропорционален общему числу излучающих электронов в радиоисточнике гиротронного излучения. Излучающими электронами в микроволновом диапазоне во вспышечных петлях являются электроны среднерелятивистских энергий: $E > 300$ кэВ (Бастиан и др., 1998). Именно в этом диапазоне энергий происходит увеличение числа электронов при “ужесточении” их степенного спектра: $N(E) = N_0(E/E_0)^{-\gamma}$ при $E_0 = 30$ кэВ. Поэтому установленный в данной работе факт, что основное возрастание микроволнового потока излучения происходит в замедленном режиме, позволяет сделать вывод, что и ускорение электронов до среднерелятивистских энергий во время вспышки также происходит, преимущественно, по замедленному сценарию.

Безусловно, во время вспышки происходит не только ускорение быстрых частиц, но и нагревание вспышечной области, сопровождаемое “испарением” хромосферной плазмы, влияние которой может стать существенным на низких частотах либо за счет теплового тормозного излучения плазмы, либо за счет эффекта Разина (Мельников и др., 2008; Моргачев и др., 2014). В высокочастотной же области спектра относительный вклад тормозного оптически тонкого источника мал. Действительно, коэффициент тормозного поглощения равновесной

полностью ионизированной нерелятивистской плазмы имеет вид (Железняков, 1977)

$$\mu_j^e \approx \frac{0.2n^2}{f^2 T^{3/2}}. \quad (11)$$

Для вспышечных условий $n = 10^{10} - 10^{11}$ см⁻³, $T = 10^7$ К оптическая толщина источника с линейным размером $l = 10^8 - 10^9$ см на частоте $f = 17$ ГГц составляет всего $\tau = 3 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-2}$. Как показано в работах (Моргачев и др., 2014; Кузнецов, Мельников, 2012), особенно низкий вклад тормозного излучения имеет место на фазе роста и максимума интенсивности микроволновых всплесков, и он не может повлиять на наклон частотного спектра, если плотность потока излучения превышает 100 sfu. Тепловое тормозное излучение, а также эффект Разина, становятся значимыми для наклона частотного спектра микроволнового излучения только на поздней стадии всплеска, когда плотная испаряющаяся плазма заполняет всю вспышечную петлю. Наш же главный интерес в данной работе касался начальной фазы всплеска. На этой фазе, как видно из табл. 1, максимальная плотность потока микроволнового излучения превышала 500 sfu для всех рассмотренных событий, а следовательно, гиротронное излучение явно доминировало.

В заключение следует отметить, что в некоторых механизмах ускорения увеличение энергии происходит в сверхэкспоненциальном режиме. В частности, в известном механизме Ферми 1 рода (Ферми, 1954) при отражении заряженных частиц от сходящихся магнитных стенок увеличение энергии отдельных частиц происходит по гиперболическому закону. В работе Сомова и Косуги (1997) и в последующих работах этот механизм был использован применительно к солнечным вспышкам в качестве механизма ускорения заряженных частиц в коллапсирующих магнитных ловушках. Поскольку в формировании магнитотормозного излучения ускоренных электронов может быть задействован, в частности, бетатронный механизм (Богачев, Сомов, 2005), не приводящий к сверхэкспоненциальному возрастанию, для уточнения выводов необходимы численные расчеты.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 17-02-00308, 18-02-00856) и программы CAS 2016VWA044. Авторы благодарны Радиообсерватории Нобеяма (NAOJ, Japan) за возможность использовать данные наблюдений солнечных радиополяриметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бастиан и др. (T.S. Bastian, A.O. Benz, and D.E. Gary), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **36**, 131 (1998).

2. Богачев С.А., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **31**, 601 (2005) [S.A. Bogachev and B.V. Somov, *Astron. Lett.* **31**, 537 (2005)].
3. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И., *Происхождение космических лучей* (Изд. АН СССР, 1963).
4. Горгуца Р.В., Ковалев В.А., Костюченко И.Г., Маркеев А.К., Соболев Д.Е., Фомичев В.В., *Геомагнетизм и аэрономия* **55**, 1 (2015).
5. Жаркова и др. (V.V. Zharkova, K. Arzner, A.O. Benz, P. Browning, C. Dauphin, A.G. Emslie, L. Fletcher, E.P. Kontar, G. Mann, M. Onofri, V. Petrosian, R. Turkmani, N. Vilmer, and L. Vlahos), *Space Sci Rev.* **159**, 357 (2011).
6. Железняков В.В., *Электромагнитные волны в космической плазме* (М.: Наука, 1977).
7. Ишков В.Н., Ковалев В.А., Могилевский Э.И., Плотников В.М., Чернов Г.П., сб. "Год солнечного максимума, Материалы международной конференции, Симферополь, март 1981г.", **11**, 72 (1981).
8. Мирошниченко Л.И., *Успехи физ. наук* **188**, 345 (2018).
9. Ковалев В.А., Ковалев И.В., *Нелинейный мир* **7**, 12, 918 (2009).
10. Ковалев В.А., Костюченко И.Г., Савченко М.И., Чариков Ю.Е., *Динамика сложных систем — XXI век* **78** (2015).
11. Кузнецов С.А., Мельников В.Ф., *Геомагнетизм и аэрономия* **52**, 883 (2012).
12. Мельников, Магун (V.F. Melnikov and A. Magun), *Solar Phys.* **178**, 153 (1998).
13. Мельников и др. (V.F. Melnikov, D.E. Gary, and G.M. Nita), *Solar Phys.* **253**, 43 (2008).
14. Моргачев А.С., Поляков В.Е., Мельников В.Ф., *Астрон. журн.* **91**, 399 (2014).
15. Сомов, Косуги (B.V. Somov and T. Kosugi), *Astrophys. J.* **485**, 859 (1997).
16. Ферми (E. Fermi), *Astrophys. J.* **119**, 1 (1954).
17. Хуанг и др. (G. Huang, V.F. Melnikov, H. Ji, and Z. Ning), *Solar Flare Loops: Observations and Interpretations* (Springer Singapore, 2018, 424p).