

УДК 523.98

## Происхождение солнечных космических лучей и метровые радиовсплески II типа

*Е.А. Исаева, Ю.Т. Цап*

НИИ “Крымская Астрофизическая Обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный  
*yur@crao.crimea.ua*

Поступила в редакцию 27 декабря 2010 г.

**Аннотация.** На основе данных мировой сети солнечных радиотелескопов для 78 протонных событий исследована связь между интенсивностью протонов в межпланетном пространстве и радиовсплесками II типа за период с 1989 по 2005 гг. На графиках зависимости между интенсивностью протонов разных энергий и скоростью частотного дрейфа метровых-декаметровых радиовсплесков обнаружено два семейства событий. Это предполагает генерацию ударных волн как в области вспышечного энерговыделения, так и на фронтах выбросов корональной массы.

THE ORIGIN OF SOLAR ENERGETIC PARTICLES AND METRIC TYPE II RADIO BURSTS, by *E.A. Isaeva, Yu.T. Tsap*. Relationship between proton fluxes in interplanetary space and the type II radio bursts for 78 proton events based on the Radio Solar Telescope Network data from 1989 to 2005 is studied. Two families of events were revealed in the plots, which describe the correlation between the proton intensity and the frequency drift rate of the meter-decameter radio bursts. This suggests that the generation of shock waves occurs both in the region of flare energy release and in the fronts of coronal mass ejections.

**Ключевые слова:** радиовсплески II типа, протонные события, солнечные космические лучи

---

### 1 Введение

Как известно, корональные выбросы плазмы (КВМ) и вспышки служат источником солнечных космических лучей (СКЛ), которые состоят более чем на 90 % из энергичных (>100 кэВ) протонов. Хотя число протонных событий сравнительно невелико – в годы максимума солнечной активности их насчитывается всего несколько десятков, тем не менее они могут приводить к значительному росту радиации в ближнем космосе, а также оказывать заметное влияние на техносферу и биосферу Земли. Поэтому нет ничего удивительного, что происхождение СКЛ, особенно с наступлением космической эры, активно исследуется на протяжении более чем полувека. Несмотря на это, до сих пор нет однозначного ответа на вопрос, где и как ускоряются солнечные протоны.

Вайлд и др. (1963) первыми обратили внимание на важную роль наблюдений спорадического радиоизлучения Солнца в исследовании СКЛ. Так, в метровом диапазоне длин волн быстро дрейфующие (10–100 МГц/с) радиовсплески III типа они связали с потоком ускоренных (10–100 кэВ) электронов, движущихся со скоростью  $V \sim 3 \cdot 10^4$  км/с, а медленно дрейфующие (0.1–1 МГц/с) радиовсплески II типа – с ударными волнами, распространяющимися с  $V \sim 10^3$  км/с. Последние

наблюдаются, начиная с частот  $f \sim 100$  МГц ( $\sim 1.5R_{\odot}$ ), а за их возникновение ответственен плазменный механизм излучения, при котором ускоренные на фронтах ударных волн электроны возбуждают ленгмюровские волны, трансформирующиеся посредством нелинейного взаимодействия в электромагнитные. Согласно предложенному сценарию, на импульсной фазе вспышки заряженные частицы ускоряются в токовых слоях до сравнительно небольших энергий, и лишь через некоторое время происходит их "доускорение" на фронтах ударных волн. Вплоть до начала 90-х годов следующая отсюда концепция двух классов протонных событий, предполагающая ускорение протонов либо в области всплещного энерговыделения, либо на фронтах корональных ударных волн, оставалась общепринятой (Ниндос и др., 2008; Кливер и др., 2009). В пользу этого убедительно свидетельствовали различия в изотопическом составе и зарядовом состоянии тяжелых элементов СКЛ для импульсных и постепенных (двухленточных) всплещей (Римс, 1999). В частности, для импульсных событий отношение концентраций  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  зачастую превышало фотосферные значения на несколько порядков, а заряд ионов железа доходил до 20, что соответствует температуре  $\sim 10^7$  К (Кливер, 2009).

Однако по мере развития и совершенствования наблюдательных возможностей представления о двух классах СКЛ столкнулись с трудностями (Ниндос и др., 2008). Например, Кливер и др. (2004), детально исследовав статистическую зависимость метровых и декаметровых-гектометровых радиовсплещей II типа от потоков энергичных протонов с  $E_p \sim 20$  МэВ, показали, что более 91 % протонных событий (80 из 88) сопровождаются этими всплещами, если источники энерговыделения находятся на видимом диске Солнца. По мнению авторов (Кливер и др., 2004), это свидетельствует об определяющем вкладе в ускорение СКЛ ударных волн в подавляющем большинстве событий. При этом всплещи в гектометровом диапазоне являются наиболее надежными предвестниками протонных всплещей. С другой стороны, Черток и др. (2009) обнаружили достаточно тесную связь между спектрами микроволновых всплещей и протонами. На основе данных за период с 1987 по 2008 г. было установлено, что микроволновым всплещам с жестким частотным радиоспектром, для которых отношение пиковых плотностей потоков на 9 и 15 ГГц  $F_9/F_{15} \leq 1$  и частота спектрального максимума  $f_m \geq 15$  ГГц, соответствуют протонные потоки с малыми показателями энергетического спектра  $\delta \leq 1.5$ . Откуда был сделан вывод, что СКЛ ускоряются скорее в процессе импульсного и постэруптивного энерговыделения, а не на фронтах ударных волн, генерируемых КВМ. В пользу такого заключения свидетельствовал также наблюдаемый дефицит высокоэнергичных протонов для некоторых быстрых КВМ без всплещей (Кляйн, Тротте, 2001).

Возникшая неоднозначность еще более усилилась из-за обнаруженной для постепенных событий зависимости состава СКЛ от энергии частиц. Как выяснилось, у частиц с энергиями, превышающими несколько МэВ на нуклон, увеличивается отношение  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  и содержание тяжелых элементов, прежде всего железа, а также возрастает заряд ионов (см., например, Тилка и др., 2005). Вследствие этого разделение событий на классы становится весьма условным. Более того, согласно статистическим исследованиям Кейна и др. (2008), из 300 выбранных протонных всплещей за 1997–2005 гг. с  $E_p > 20$  МэВ приблизительно 20 % соответствовали импульсным событиям, 30 % – постепенным, тогда как около 50 % невозможно было отнести ни к одному из классов. В качестве отличительных параметров использовались: относительное содержание электронов и протонов, ионов гелия, железа и кислорода СКЛ; интенсивность и продолжительность мягкого рентгеновского и  $H_{\alpha}$ -излучения всплещей; скорость и размер КВМ; генерация метровых и километровых радиовсплещей.

Не утратила своей актуальности проблема происхождения ударных волн (Лиу и др., 2009) и, соответственно, источников радиовсплещей II типа. Кливер и др. (2004), исходя из слабой корреляции между жестким рентгеновским излучением и протонными событиями, анализа гомологичных всплещей и динамики КВМ, пришли к выводу о существовании достаточно хорошей корреляции между последними и радиовсплещами II типа. В свою очередь Лиу и др. (2009), воспользовавшись данными наблюдений с высоким временным разрешением, полученными на спутнике STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory), для события 31 декабря 2007 г. также заключили, что метровые радиовсплещи II типа генерируют КВМ. Это следовало из сопоставлений скорости КВМ с альвеновской  $v_A$ , а также кривой "высота-время", построенной для ударной волны, и динамики отклонения видимой корональной структуры. Причем значения  $v_A$  находились по расщеплению полос в дина-

мическом спектре радиовсплесков. С другой стороны, Магдаленич и др. (2010) для пяти событий с медленными КВМ ( $< 500$  км/с) обнаружили, что скорости ударных волн могут значительно превышать скорость КВМ. А поскольку радиовсплески II типа связаны с импульсной фазой вспышки, то был сделан вывод в пользу генерации ударных волн в области вспышечного энерговыделения. К тому же, по мнению Кейна и др. (2008), метровые радиовсплески чаще наблюдаются у сравнительно более слабых событий.

Как следует из сказанного выше, имеющиеся противоречивые результаты не позволяют сделать однозначный вывод о происхождении СКЛ.

Целью настоящей работы является поиск корреляции между параметрами радиовсплесков и энергичных протонов с помощью методов статистического анализа. В следующей главе мы рассмотрим некоторые теоретические аспекты ускорения заряженных частиц на фронтах ударных волн и генерации радиовсплесков II типа. Затем приведем основные характеристики инструментов, а также коротко остановимся на данных измерений и их обработке. В заключение обсудим и сформулируем основные результаты.

## 2 Ускорение заряженных частиц ударными волнами и генерация радиовсплесков II типа

При распространении ударной волны в турбулентной среде ускорение заряженных частиц может происходить в результате многократных отражений быстрых частиц от сближающихся магнитных неоднородностей по обе стороны фронта (Крымский, 1977; Белл, 1978; Мелроуз, 2009). Данный механизм способен ускорять заряженные частицы до релятивистских энергий, и хотя он в значительной мере подобен ускорению Ферми I рода, его назвали диффузионным. В случае параллельной ударной волны, т. е. когда силовые линии магнитного поля перпендикулярны ударному фронту, усредненное по углам изменение энергии частицы  $\langle \Delta E \rangle$  за один цикл (Джонс, Эллисон, 1991)

$$\langle \Delta E \rangle \approx \frac{v_1 - v_2}{v} E,$$

где  $v$  – скорость частицы, а  $v_1$  и  $v_2$  – скорости плазмы впереди и позади ударного фронта в связанной с ним системе координат. Откуда, полагая коэффициент компрессии  $X = \rho_2/\rho_1$ , принимая во внимание уравнение непрерывности массы ( $\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$ ), положив  $v_1 = u$ , имеем

$$\langle \Delta E \rangle \approx \frac{X - 1}{X} \frac{u}{v} E. \quad (1)$$

Ускорение электронов и ионов может также определяться дрейфовым механизмом (Шабанский, 1961; Топтыгин, 1980; Мелроуз, 2009). Суть его состоит в том, что быстрые частицы, двигаясь по ларморовским орбитам позади и впереди фронта ударной волны, пересекают его до тех пор, пока их не снесет градиентный дрейф. Энергию они приобретают под действием электрического поля  $E = v_1 B_1/c = v_2 B_2/c$ , где  $B_1$  и  $B_2$  – магнитное поле соответственно впереди и позади фронта перпендикулярной ударной волны, которая в наиболее благоприятном случае достигает значений (Мелроуз, 2009)

$$E_e = \frac{1 + \sqrt{1 - B_1/B_2}}{1 - \sqrt{1 - B_1/B_2}} E_i, \quad (2)$$

где  $E_i$  – начальная энергия частицы. Отметим, поскольку в случае сильной ударной волны  $B_2 \rightarrow 4B_1$  (Прист, 1985), из (1) находим  $E_e \approx 14E_i$ .

С учетом непрерывности массы и электрического поля при пересечении фронта ( $v_1 B_1 = v_2 B_2$ ) вместо (2) получим

$$E_e = (\sqrt{X} + \sqrt{X - 1})^2 E_i. \quad (3)$$

Поскольку для параллельной и перпендикулярной ударных волн соответственно имеем (Вржнэк и др., 2002)

$$M_A = \sqrt{X}, \quad M_A = \sqrt{\frac{X(X+5+2\beta)}{2(4-X)}}, \quad (4)$$

где  $\beta$  – плазменный параметр бета,  $M_A = u/v_A$  – альвеновское число Маха. Из (1), (3) и (4) нетрудно заключить, что с ростом скорости ударной волны  $u$  должен заметно возрастать коэффициент компрессии  $X$  и, соответственно, темп ускорения заряженных частиц.

Как уже было отмечено, за генерацию радиовсплесков II типа ответствен плазменный механизм радиоизлучения (см., например, Кейрнс и др., 2003). Ускоренные на фронте ударной волны неравновесные электроны возбуждают ленгмюровские волны ( $L$ ) с частотой, близкой к электронной плазменной  $f_p = \sqrt{4\pi ne^2/m}$ , где  $n$ ,  $e$  и  $m$  – концентрация, заряд и масса электрона соответственно, которые трансформируются в электромагнитные ( $T$ ) в результате распада ( $L \rightarrow T(f_p) + S'$ ,  $S'$  – ионно-звуковая волна) или слияния ( $L + L' \rightarrow T(2f_p)$ ).

Для скорости частотного дрейфа радиовсплесков II типа  $V_{II}$ , принимая во внимание, что частота радиоизлучения  $f \propto \sqrt{n}$ , имеем

$$V_{II} = \frac{df}{dt} = \frac{df}{dR} \frac{dR}{dt} \propto \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{dn}{dR} u,$$

где  $R$  – расстояние до источника и  $u = dR/dt$ . Откуда следует выражение

$$M_A \propto \left( v_A \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{dn}{dR} \right)^{-1} V_{II}. \quad (5)$$

Таким образом, если выражение в круглых скобках из (5), характеризующее параметры внешней среды, претерпевает не слишком большие изменения от события к событию, то, согласно (1) и (3)–(5), между интенсивностью протонов  $I_p$  и скоростью дрейфа  $V_{II}$  должна существовать статистическая зависимость, которую мы исследуем в следующем разделе.

### 3 Исходные данные и их обработка

При проведении анализа мы воспользовались наблюдательными данными сети RSTN (Radio Solar Telescope Network), доступными через Интернет. RSTN – это мировая сеть службы Солнца, созданная исследовательской лабораторией ВВС США (Air Force Research Laboratory) с целью мониторинга солнечных вспышек, шумовых бурь и других проявлений солнечной активности. Она включает систему антенн RIMS (Radio Interference Measurement Set), а также радиоспектрограф SRS (Solar Radio Spectrograph), размещенных в различных частях Земли. В сеть RSTN входят 4 наземные станции: Palehua (Гавайи), San Vito dei Normanni (Италия), Sagamore Hill (Массачусеттс), RAAF (Royal Australian Air Force) Learmonth (Западная Австралия), что позволяет проводить непрерывный мониторинг радиоизлучения Солнца. В представленной работе привлекались данные измерений, полученные на SRS с временным разрешением около 3 с в диапазоне 25–299 МГц. Хотя проведенная нами независимая выборка включала 107 протонных вспышек за период с 1989 по 2005 гг., тем не менее мы ограничились исследованием 78 событий, поскольку лишь они сопровождалась радиовсплесками II типа.

Интегральные спектральные интенсивности потока протонов СКЛ с энергиями  $E_p > 0.8$  – 500 МэВ регистрировались на спутниках серии GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite). Поток протонов определялся по максимальному значению интенсивности  $I_p$  в различных спектральных интервалах. Скорость частотного дрейфа  $V_{II}$  в метровом и декаметровом диапазонах длин волн принималась равной отношению значения частотного диапазона к длительности радиовсплеска II типа в максимуме излучения.

Изучение связи между наблюдаемой интенсивностью протонов  $I_p$  и скоростью частотного дрейфа  $V_{II}$  радиовсплесков II типа проводилось с помощью линейного уравнения регрессии

$$\lg \bar{I}_p = a \lg V_{II} + b,$$

где черта сверху обозначает усреднение, тогда как  $a$  и  $b$  — это коэффициенты прямой регрессии, значения которых находились на основе метода наименьших квадратов.

На рис. 1 показана зависимость интенсивности протонов  $I_p$  разных энергий от скорости частотного дрейфа  $V_{II}$ . Для полной выборки протонных событий значение коэффициента корреляции  $r$  между  $I_p$  и  $V_{II}$  в среднем оказалось довольно низким ( $r \approx 0.45$ ). Однако, как видно из рис. 1, с увеличением энергии протонов  $E_p$  начинают проявляться два семейства событий. Это позволяет, задавая предельное значение дисперсии  $\sigma^2 \approx 0.4$ , выделить две отдельные ветви, которые обозначены светлыми и темными кружками. Коэффициенты прямой регрессии  $a$  и  $b$ , количество протонных

Таблица 1.

| $E_p$ (МэВ) | Для верхней ветви |       |    |            |      | Для нижней ветви |       |    |            |      |
|-------------|-------------------|-------|----|------------|------|------------------|-------|----|------------|------|
|             | a                 | b     | N  | $\sigma^2$ | r    | a                | b     | N  | $\sigma^2$ | r    |
| >0.8        | 2.38              | 1.74  | 46 | 0.37       | 0.69 | 2.64             | -0.34 | 30 | 0.27       | 0.84 |
| >4          | 2.72              | 0.25  | 40 | 0.37       | 0.73 | 3.13             | -2.30 | 36 | 0.42       | 0.83 |
| >9          | 2.90              | -0.46 | 36 | 0.28       | 0.78 | 3.26             | -3.02 | 40 | 0.39       | 0.85 |
| >15         | 2.78              | -0.94 | 33 | 0.29       | 0.75 | 3.51             | -3.86 | 41 | 0.33       | 0.88 |
| >40         | 3.32              | -2.38 | 26 | 0.30       | 0.83 | 3.18             | -4.29 | 44 | 0.26       | 0.87 |
| >80         | 3.36              | -3.39 | 16 | 0.21       | 0.88 | 3.07             | -5.08 | 33 | 0.26       | 0.87 |
| >165        | 3.17              | -3.90 | 15 | 0.17       | 0.89 | 2.41             | -5.12 | 36 | 0.30       | 0.79 |

$N$  событий в выборке, значение дисперсии  $\sigma^2$  и коэффициентов корреляции  $r$  приведены в табл. 1. Обращает внимание заметный рост значений  $r$  по сравнению со случаем полной выборки. Для каждого из выделенных семейств в среднем  $r \approx 0.80$ , что предполагает наличие связи между  $I_p$  и  $V_{II}$ .

Графики  $r(E_p)$  для обеих ветвей представлены на рис. 2. Как видно, с ростом энергии протонов значения коэффициентов корреляции увеличиваются. Это свидетельствует об усилении роли ударных волн в ускорении СКЛ более высоких энергий. Вместе с тем для протонов нижней ветви с  $E_p > 80$  МэВ корреляция, наоборот, уменьшается.

#### 4 Обсуждение результатов и выводы

Проведенные исследования показали, что на графиках зависимости интенсивности протонов  $I_p$  от скорости дрейфа частоты радиовсплесков II типа  $V_{II}$  можно выделить два семейства событий. Вследствие этого значения коэффициента корреляции между  $I_p$  и  $V_{II}$  возросли почти в 2 раза, тем самым свидетельствуя в пользу ускорения протонов на фронтах ударных волн. По нашему мнению, обнаруженные семейства могли возникнуть по следующим причинам.

1. Если нижняя ветвь на рис. 1 связана с генерацией волновых возмущений в области вспешного энерговыделения, а верхняя — с КВМ, то в последнем случае должны генерировать более долгоживущие ударные волны (Лиу и др., 2009). При этом слабая зависимость между  $I_p$  и  $V_{II}$  для полной выборки событий, наличие двух ветвей, а также большая эффективность ускорения протонов ударными волнами, возбуждаемыми КВМ, естественным образом объясняется дополнительным ускорением частиц в межпланетном пространстве.

2. Существование двух семейств СКЛ можно также связать с геометрией ударных волн. Действительно, как следует из численных расчетов Тилки и Ли (2006), перпендикулярные ударные

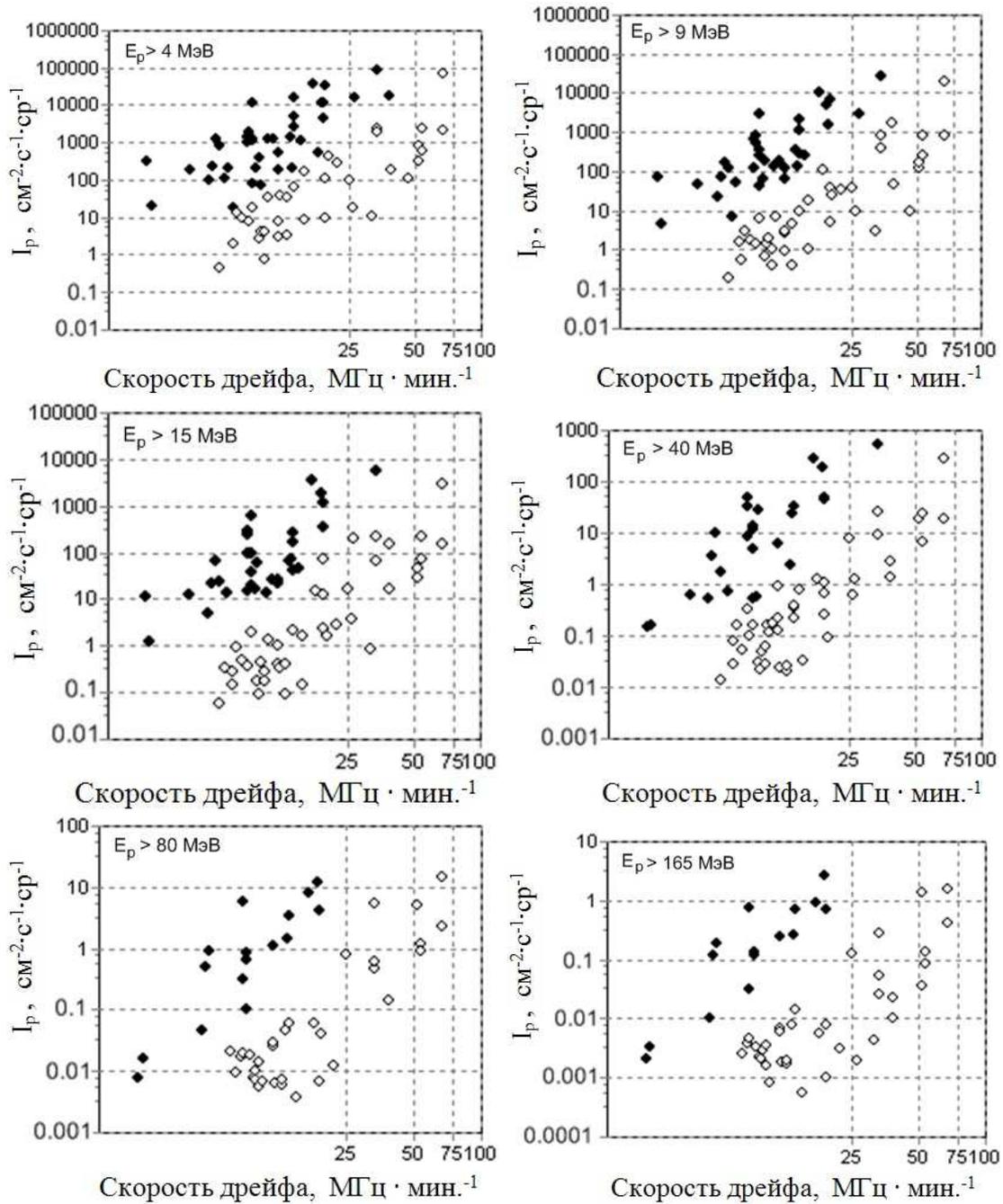
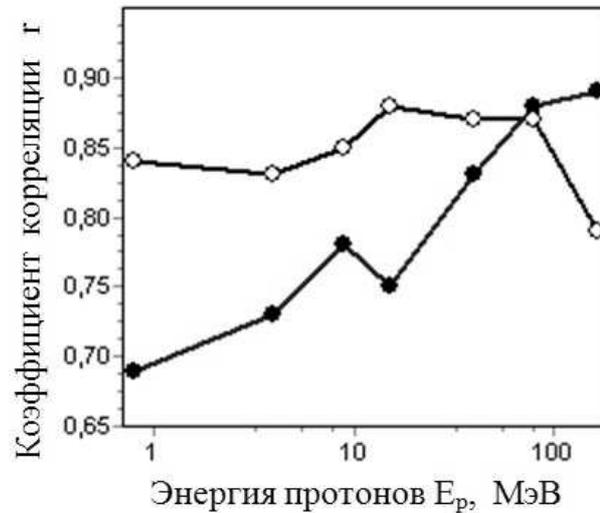


Рис. 1. Графики зависимости между интенсивностью потока протонов  $I_p$  различных энергий и скоростью дрейфа радиовсплесков II типа



**Рис. 2.** Зависимость коэффициентов корреляции интенсивности протонов для нижней (белые кружки) и верхней (черные кружки) ветви от энергии протонов

волны эффективнее параллельных ускоряют заряженные частицы ввиду лучшего их “удержания” вблизи фронта. Причем эта разница наиболее ярко выражена для высокоэнергичных протонов с  $E_p > 100$  МэВ (см. рис. 1 в работе Тилка, Ли, 2006), что хорошо согласуется с полученными результатами (рис. 1).

Предложенные выше сценарии, на первый взгляд, выглядят равнозначными. Однако обнаруженное нами уменьшение корреляции с ростом энергии для нижней ветви высокоэнергичных протонов при  $E_p > 80$  МэВ (рис. 2) предполагает, что темп ускорения СКЛ с ростом  $E_p$  падает. Этому трудно найти объяснение в рамках второй гипотезы. Поэтому более аргументированной и правдоподобной представляется модель, согласно которой наблюдаемый “завал” на высоких энергиях объясняется более продуктивным ускорением СКЛ на фронтах ударных волн, генерируемых КВМ.

С учетом вышесказанного сформулируем основные результаты работы:

- На графиках зависимости интенсивности протонов от скорости частотного дрейфа радиовсплесков II типа можно выделить два семейства протонных событий.
- Принадлежность события к тому или иному семейству определяется механизмом генерации ударных волн, которые могут возбуждаться либо вспышками, либо корональными выбросами плазмы.
- Определяющий вклад в ускорение солнечных космических лучей вносят ударные волны.

В заключение хотелось бы отметить, что приведенные нами выводы носят предварительный характер. Многие из затронутых в работе вопросов требуют дальнейших исследований. В частности, это касается проблемы ускорения протонов в межпланетном пространстве. Значительный прогресс в данном направлении может быть достигнут благодаря использованию результатов измерений радиоизлучения в гектометровом-километровом диапазоне длин волн, полученных на спутнике Wind. Этот вопрос мы надеемся подробно рассмотреть в следующей работе.

## Литература

- Белл (Bell A.R.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1978. V. 182. P. 147.  
 Вайлд и др. (Wild J.P., Smerd S.F., Weiss A.A.) // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1963. V. 1. P. 291.  
 Вржнак и др. (Vrsnak B., Magdalenic J., Aurass H., Mann G.) // Astron. Astrophys. 2002. V. 396. P. 673.

- Джонс, Эллисон (Jones F.C., Ellison D.C.) // Space Sci. Rev. 1991. V. 58. P. 259.
- Кейн и др. (Cane H.V., Richardson I.G., von Rosenvinge T.T.) // Proc. of the 30th Cosmic Ray Conference./ Eds. Caballero R. et al., Universidad Nacional Autonoma de Mexico. 2008. V. 1. P. 67.
- Кейрнс и др. (Cairns I.H., Knock S.A., Robinson P.A., Kuncic Z.) // Space Sci. Rev. 2003. V. 107. P. 27.
- Кливер (Cliver E.W.) // IAU Symp. Universal Heliophysical Processes./ Eds. Gopalswamy N., Webb. D.F. Cambridge University Press. 2009. V. 257. P. 401.
- Кливер и др. (Cliver E.W., Kahler S.W., Reames D.V.) // Astrophys. J. 2004. V. 605. P. 902.
- Кливер и др. (Cliver E.W., Webb D.F., Howard R.A.) // Solar Phys. 1999. V. 187 P. 89.
- Кляйн, Тротте ( Klein L.-L., Trottet G.) // Space Sci. Rev. 2001. V. 95. P. 215.
- Крымский Г.Ф. // ДАН АН СССР. 1977. Т. 234. С. 1306.
- Лиу и др. (Liu Y., Luhmann J.G., Bale S.D., Lin R.P.) // Astrophys. J. 2009. V. 691. P. L151.
- Магдаленич и др. (Magdalenic J., Marque C., Zhukov A.N., Vrsnak B., Zic T.) // Astrophys. J. 2010. V. 718. P. 266.
- Мелроуз (Melrose D.B.) // 2009. arXiv.org>astro-ph>arXiv:0902.1803.
- Ниндос и др. (Nindos A., Aurass H., Klein K.-L., Trottet G.) // Solar Phys. 2008. V. 253. P. 3.
- Пик и др. (Pick M., Forbes T.G., Mann G., et al.) // Space. Sci. Rev. 2006. V. 123. P. 41.
- Прист Э.Р. // Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир. 1985.
- Римс (Reames D.V.) // Space Sci. Rev. 1999. V. 90. P. 413.
- Тилка и др. (Тылка А.Ж., Cohen С.М.С., Dietrich W.F., et al.) // Astrophys. J. 2005. V. 625. P. 474.
- Тилка, Ли (Тылка А.Ж., Lee М.А.) // Astrophys. J. 2006. V. 646. P. 1319.
- Топтыгин (Тортыгын I.N.) // Space Sci. Rev. 1980. V. 26. P. 157.
- Черток И.М., Гречнев В.В., Мешалкина Н.С. // Астрон. журн. 2009. Т. 86. С. 1133.
- Шабанский В.П. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 1107.