



УДК 524.1-52:523.9

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПИТЧ-УГЛОВОГО РАССЕЙНИЯ ВБЛИЗИ $\theta=90^\circ$

© 2014 г. В.М. Остряков

Санкт-Петербургский Политехнический университет, Санкт-Петербург

E-mail: Valery.Ostryakov@mail.ioffe.ru

Известно, что квазилинейная теория питч-углового рассеяния частиц МГД-турбулентностью имеет особенности вблизи питч-углов $\theta=90^\circ$. В работе предложен простой способ измерения коэффициента питч-угловой диффузии в этой области, который основан на регистрации анизотропии потока обратно-рассеянных вспыхивающих частиц. Это обусловлено взаимным геометрическим расположением области вспышки, части архимедовой спирали, по которой распространяются вспыхивающие частицы, и регистрирующего прибора. Наиболее надёжно эта схема может работать для протонов от распада солнечных нейтронов для околосолнечных вспыхиваний. В этом случае будут регистрироваться частицы (главным образом, протоны), испытавшие обратное рассеяние вблизи $\theta=90^\circ$, тогда как интенсивность частиц прямого потока будет сильно ослаблена. Измерение временного хода анизотропии частиц в такой геометрии (при известном источнике) позволит выбрать наиболее адекватную модель рассеяния частиц вблизи $\mu=0$.

Введение

Теория распространения в межпланетной среде заряженных частиц от солнечных вспышек имеет давнюю историю, насчитывающую более полувека. Первоначальные подходы были довольно простыми и сводились, как правило, к уравнениям одномерной пространственной диффузии для сферически-симметричных случаев с источниками, расположенными на поверхности Солнца (см., например, монографию [1]). Коэффициенты диффузии в таких моделях и их зависимости от свойств частиц, гелиоцентрического расстояния и др. параметров задавались феноменологически, исходя из соответствия наблюдательным данным. Дальнейшее развитие привело к необходимости учитывать и более сложные эффекты, такие как конвекцию, адиабатическое замедление в расширяющемся потоке солнечного ветра, питч-угловое рассеяние и фокусировку частиц в неоднородном межпланетном магнитном поле и ряд других эффектов [2]. Это, в частности, обуславливалось и более обширной бурно развивающейся экспериментальной базой по измерению свойств потоков частиц от Солнца: их временных профилей, энергетических спектров и, что важно для дальнейшего, анизотропии. Такие свойства довольно успешно могут быть объяснены на основании существовавших (и существующих в настоящее время) моделей в рамках определённых предположений.

Одним из параметров в подобном моделировании является коэффициент питч-угловой диффузии частиц при взаимодействии с турбулентностью ($D_{\mu\mu}$, где μ - косинус питч-угла, $\mu = \cos \theta$), состоящей из набора магнитогидродинамических (МГД) волн со случайными фазами. Этот параметр может быть вычислен на основе квазилинейной теории резонансного взаимодействия частиц с волнами различных типов. Он важен при описании анизотропной стадии распространения частиц.

В настоящей заметке предложена схема эксперимента, в котором временной ход анизотропии вспышечных частиц зависит главным образом от интенсивности их рассеяния вблизи границы $\mu=0$, что даёт возможность оценки этого важного параметра $D_{\mu\mu}$ и, следовательно, выбора наиболее адекватной модели их рассеяния у этой границы.

Коэффициент питч-угловой диффузии

Простые соображения позволяют сделать качественную оценку коэффициента питч-угловой диффузии, независимую от питч-угла: $D_{\mu\mu} \sim v/\ell$, где v – скорость частицы и ℓ – транспортный пробег вдоль поля. Более точные вычисления величины $D_{\mu\mu}$, основанные на квазилинейной теории, неоднократно проводились разными авторами для различных типов волн (см., например, ранее рассмотрение [3] и последние расчёты [4, 5]). Эта процедура привела к особенности вблизи границы $\mu=0$ ($D_{\mu\mu} \rightarrow 0$ для крутых спектров турбулентности) и, как следствие, дала неограниченную величину среднего пробега частиц в межпланетном пространстве вдоль

магнитного поля. Этот факт имеет решающее значение при рассмотрении анизотропной стадии движения частиц. А именно, асимптотика $D_{\text{цц}} \rightarrow 0$ при $\mu \rightarrow 0$ не позволяет частицам из одной полусферы по питч-углу попадать в другую полусферу, что противоречит многочисленным экспериментам, ни в одном из которых подобных особенностей зарегистрировано не было. Более того, анизотропная стадия солнечных событий оказывается значительно короче (часы) последующей изотропной стадии, т.е. рассеяние по питч-углу вблизи границы $\mu=0$ оказывается достаточно интенсивным. Эта проблема получила в своё время даже специальное название – проблема рассеяния при $\mu=0$ [6] и дала начало некоторой дискуссии в научной литературе. Для её решения привлекались различные типы нелинейных процессов (в том числе и на феноменологическом уровне), учитывался следующий (второй) порядок малости в квазилинейном подходе, вводилось предположение о нестационарности турбулентности и др. Однако все эти подходы носили исключительно теоретический характер. Поэтому проведение измерений коэффициента диффузии по питч-углу вблизи границы $\mu=0$ могли бы стать ограничивающим (или даже решающим) фактором при выборе соответствующей теоретической модели.

Схема эксперимента

Для оценки коэффициента диффузии по питч-углу необходимо изучение анизотропной стадии распространения частиц, которая, как уже указывалось, является короткой. В "обычной" геометрии вспышечные частицы представляют собой смесь прямого и обратно-рассеянного потоков протонов, трудно различимых в реальных условиях. К этому добавляются частицы с соседних силовых линий за счёт поперечной пространственной диффузии. Поэтому выбор соответствующей геометрии, способной исключить прямой поток, имел бы важное значение для обсуждаемой оценки величины $D_{\text{цц}}$. Такая геометрия представлена на Рисунке 1. Из этого рисунка видно, что регистрирующая аппаратура должна находиться в теневой области вспышки (другими словами, изучаться должны залимбовые – или близкие к таковым – солнечные события). При этом первичные ускоренные протоны в основной своей массе распространяются вдоль силовой линии А архимедовой спирали, значительно удалённой от силовой линии В, на которой расположен регистрирующий аппарат. Это приводит к тому, что попадающие на прибор частицы должны были испытать поперечную (относительно межпланетного магнитного поля) диффузию, которая на порядок слабее продольной, т.е. их интенсивность потребует значительной чувствительности аппаратуры. Если же в качестве регистрируемых частиц рассматривать протоны от распада нейтронов вспышечного происхождения, то можно рассчитать количество частиц, попадающих на данную силовую линию без дополнительного рассеяния вне её (см., например, [7]). При этом частицы, попавшие на эту линию, будут иметь исключительно

питч-углы $\mu > 0$ (вспышка околоспиральная!). Следовательно, их регистрация возможна только после рассеяния вблизи $\theta = 90^\circ$, т.е. после переброса питч-угла частицы в полусферу с $\mu < 0$. Заметим однако, что регистрация нейтронов от вспышки (и протонов от их распада) – не частое событие. До сих пор известно несколько таких вспышек, в которых по опережающему приходу были идентифицированы распадные протоны в области энергий десятки-сотни МэВ. Нейтроны, как известно, до своего распада движутся прямолинейно и без рассеяния, что и обеспечивало более быстрое попадание на прибор распадных протонов по сравнению с первичными протонами из области вспышки.

Мешающим фактором в обсуждаемой процедуре может быть отклонение межпланетного магнитного поля от спирали Архимеда, т.е. наличие в ней крупномасштабных нерегулярностей (помимо мелкомасштабной волновой турбулентности). Их присутствие в межпланетной среде неоднократно регистрировалось космическими аппаратами. Однако знание магнитной обстановки в области проведения эксперимента поможет исключить или, по крайней мере, учесть данное обстоятельство.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложен простой метод регистрации обратно-рассеянных вспышечных частиц в межпланетном пространстве, который основан на взаимном расположении регистрирующего прибора, источника частиц (вспышечная область) и области их распространения на соответствующей силовой линии архимедовой спирали. В такой геометрии прямой поток частиц будет практически полностью отсутствовать из-за места расположения вспышки и типа регистрируемых частиц. А именно, наиболее эффективными для такого эксперимента будут являться нейтроны, генерируемые во вспышках. Их распад в районе силовой линии, на которой расположен регистрирующий прибор, приводит к тому, что (распадные) протоны, прибывающие на несколько часов раньше первичных протонов, изначально должны иметь $\mu > 0$. Поэтому их регистрация в области тени (а в этой области уже $\mu < 0$, см. Рис.1) с неизбежностью будет являться следствием перехода частиц через границу $\mu = 0$. Таким образом, измерение временного хода анизотропии распадных протонов даст возможность оценить значение коэффициента питч-угловой диффузии в этой области. Последнее обстоятельство, по-видимому, поможет выбрать наиболее адекватную модель рассеяния частиц около границы $\mu = 0$, т.к. разные модели приводят к различной зависимости $D_{\mu\mu}$ от μ в области малых значений.

Заметим, правда, что необходимо знать свойства источника частиц, т.е. производимое их количество и анизотропию во вспышке. Это возможно оценить с привлечением дополнительных данных по гамма-излучению от таких событий.

Литература

- [1]. Дорман Л.И., Мирошниченко Л.И. Солнечные космические лучи. М., Наука, с. 468, 1968.
- [2]. Топтыгин И.Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М., Наука, с. 304, 1983.
- [3]. Jokipii R. *Astrophys. J.* 1966, V.146, P.408.
- [4]. Srinivasan S., Shalchi A. *Astrophys. Space Sci.* 2014, V.350, №1, P.197.
- [5]. Tautz R.C., Shalchi A., Schlickeiser R. *Astrophys. J.* 2008, V.685, L165.
- [6]. Shalchi A. *Nonlinear cosmic ray diffusion theories. Astrophys. and Space Science Library.* DOI: 10.1007/978-3-642-00309-7_3, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
- [7]. Курганов И.Г., Остряков В.М. *Геомагнетизм и аэрономия*, 1992, Т.32, №3, С.149.

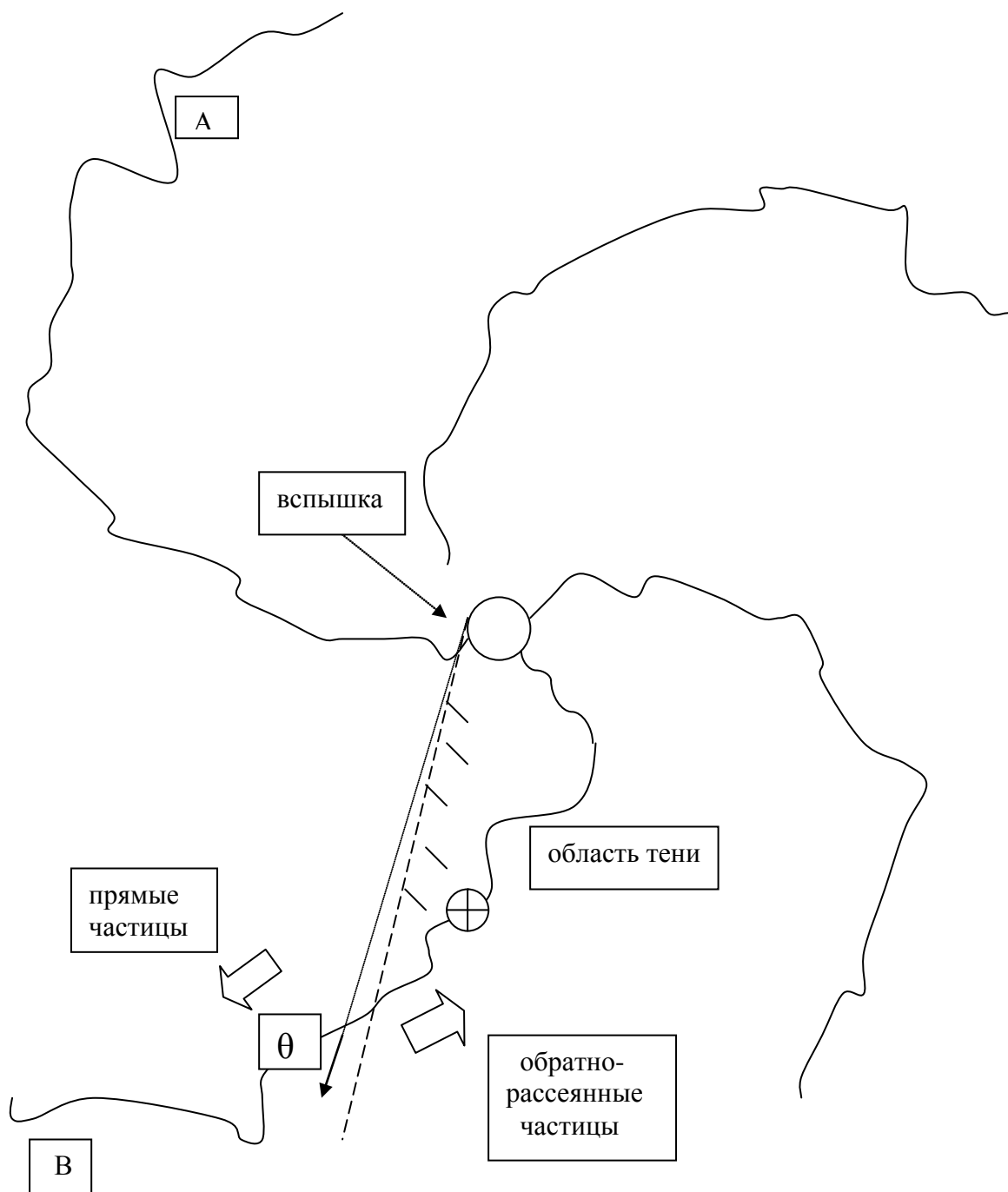


Рисунок 1. Схема возможного наблюдения (в позиции \oplus) вспышечных частиц при их питч-угловом рассеянии в "обратную" полусферу ($\theta > 90^\circ$) за счёт нелинейного взаимодействия с рассеивающей турбулентностью. Наиболее благоприятные условия измерений могут быть обеспечены протонами от распада нейтронов вспышечного происхождения.