

В. Л. ГИНЗБУРГ

О СТАТИСТИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ НА СОЛНЦЕ И В ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 4 VII 1953)

Имеются веские основания полагать, что на Солнце и в оболочках звезд могут образовываться быстрые частицы. Об этом в первую очередь свидетельствует факт существования космических лучей, которые, согласно существующим представлениям, должны генерироваться в оболочках некоторых звезд или на Солнце. В пользу возможности образования быстрых протонов на Солнце говорит наличие вариаций интенсивности космических лучей при солнечных извержениях (другое объяснение см. (1)); спорадическое солнечное радиоизлучение может объясняться появлением на Солнце релятивистских электронов (2). Наконец, радиоизлучение, исходящее из „остатков“ бывших сверхновых звезд, по всем данным, связано с наличием релятивистских электронов, образовавшихся в результате вспышек сверхновых.

Вопрос о возможном образовании быстрых частиц на Солнце и на звездах уже неоднократно обсуждался в связи с теорией происхождения космических лучей (3-5), причем рассматривался главным образом индукционный механизм ускорения, связанный с нарастанием магнитного поля пятна или всей звезды. Подобный механизм, аналогичный имеющему место в бетатроне, не вызывает, конечно, возражений общего характера, но вопрос о его эффективности в реальных космических условиях в значительной мере остается открытым. При обычном рассмотрении ускорения в нарастающем поле без дальнейшего неясно, почему ускоряются не все частицы, а только их небольшая часть. Далее, в случае сверхновых и новых звезд, которые мы считаем наиболее вероятными источниками первичных космических лучей (6,7), нет оснований считать индукционный механизм скольконибудь существенным (достаточно сказать, что оценки приводят к заключению о том, что магнитное поле в результате вспышки возрастает не более, чем в 10^3 раз).

Цель настоящей статьи состоит в том, чтобы указать на возможную высокую эффективность на Солнце и в оболочках звезд статистического механизма ускорения, предложенного в применении к ускорению частиц в межзвездном пространстве (8).

При статистическом механизме магнитное поле в среде может в среднем не возрастать и, вообще, играет ясно выраженную вспомогательную роль, обеспечивая передачу ускоряемой частице части кинетической энергии движущегося газа при своего рода „соударениях“.

При „соударениях“ частицы с полной энергией $E = \frac{Mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ с дви-

жущейся со скоростью u намагниченной областью в среднем приобретает энергия порядка $\frac{u^2}{c^2} E$, откуда

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{u^2}{c^2 \tau} E \equiv \alpha E, \quad E = Mc^2 e^{\alpha t}, \quad (1)$$

где τ — время свободного пробега ($\tau \sim v/l$), v — скорость частицы и l — длина свободного пробега, т. е. размер области, где поле квазиоднородно*; при интегрировании принято, что при $t=0$ частица является нерелятивистской.

Пусть полное время, в течение которого действует механизм ускорения (время возмущенного состояния оболочки) равно T , причем за это время ядерными соударениями в случае протонов, или радиационными потерями в случае электронов можно пренебречь (в интересующих нас случаях это имеет место). Тогда, если частицы начинают ускоряться с равной вероятностью в любой момент $t < T$ энергетический спектр имеет вид

$$N(E) dE = \frac{dt}{T} = \frac{dE}{\alpha T E} \quad (Mc^2 \leq E \leq E_{\text{макс}} = Mc^2 e^{\alpha T}). \quad (2)$$

В случае Солнца скорость газа (например, в протуберанцах) достигает значений $u \sim 3 \cdot 10^7$, в качестве l примем значение 10^8 (размер мелких гранул). Тогда для релятивистской частицы $\alpha \sim \frac{u^2}{c^2} \cdot \frac{c}{l} \sim 3 \cdot 10^{-4}$ и $\alpha T \sim 1$ при $T \sim 3 \cdot 10^3$ сек. Таким образом, за время порядка часа (или порядка 10 час. при $v \sim c/10$) энергия частицы становится релятивистской. Время $\sim 10^4$ еще допустимо из соображений, связанных со скоростью диффузии (проходимый путь $L \sim \sqrt{DT} \sim \sqrt{lvT} \sim 10^{11}$ при $T \sim 10^4$). Сильные вариации интенсивности космических лучей происходят очень редко, а в исключительных случаях, повидимому, возможны условия еще более благоприятные, чем рассмотренные выше. Что же касается часто наблюдаемого спорадического солнечного радиоизлучения, то для его генерации обычно нужны электроны со сравнительно небольшой энергией $\sim 10^7$ эв. Все эти моменты свидетельствуют, по нашему мнению, о том, что статистический механизм ускорения частиц на Солнце заслуживает внимания. Но, разумеется, этот механизм особенно естественен в случае вспышек новых и сверхновых звезд, а также, быть может, некоторых переменных звезд. Здесь появление быстро движущихся масс, которые должны нести некоторое магнитное поле, всегда сопровождается вспышкой, и ускорение в каких-то масштабах заведомо должно иметь место.

В сверхновых $u \leq 3 \cdot 10^8$ и при $T \leq 10^{10} \sim 300$ лет $l < 3 \cdot 10^{18}$. Поскольку поле H , вероятно, не сильнее, чем $3 \cdot 10^{-4}$, нужно считать, что $l \gg r \sim E/300 H \sim 10^{12}$ (при $E \sim 10^{11}$ эв). Полагая, например, $u \sim 10^8$, $l \sim 10^{14}$, $v \sim 10^{10}$ и $T \sim 10^{10}$, получаем $\alpha \sim 10^{-9}$ и $\alpha T \sim 10$, т. е. $E_{\text{макс}} \sim \sim 10^4 Mc^2$. Основная неопределенность связана с незнанием масштаба неоднородности поля l , но мы не видим пока каких-либо оснований, говорящих против использования значений $l \sim 10^{14} \div 10^{15}$ **. Можно думать, что весь процесс, особенно в случае расширяющейся оболочки,

* Напряженность поля H должна быть такой, чтобы радиус кривизны $r = cp/cH$ был много меньше l (длина l , вероятно, связана с масштабом турбулентности). Это условие в приводимых примерах можно считать выполненным.

** Значение α падает с уменьшением скорости частицы v . Однако при малых скоростях радиус кривизны r уменьшается и могут играть роль меньшие значения $l \gg r$ (для протона с $v \sim 3 \cdot 10^8$ при $H \sim 10^{-4}$ $r \sim 3 \cdot 10^3$). Кроме того в нерелятивистской области, где индукционный механизм более эффективен, он может сыграть вспомогательную роль, поскольку поле все же возрастает в $10 \div 1000$ раз.

нельзя рассматривать, задаваясь одним значением l . Скорее нужно считать, что существенны разные неоднородности (несколько значений u^2/l) или что входящий в (1) параметр u^2/l , а значит и α , зависит от t . В этом последнем случае $E(t) = Mc^2 \exp \left\{ \int_0^t \alpha(t) dt \right\}$ и в (2) $\alpha = \alpha(E)$,

т. е. спектр изменяется. Характерной особенностью получаемого спектра является то, что максимальная энергия $E_{\text{макс}} = E(T)$ пропорциональна массе частицы M . Поэтому попадающие в межзвездное пространство электроны должны обладать в ~ 1000 раз меньшей максимальной энергией, чем протоны; ядра же будут иметь на нуклон такую же энергию, как протоны. Оба эти момента весьма благоприятны с точки зрения данных о космических лучах.

Важнейшим вопросом при статистическом ускорении является вопрос об инжекции — достаточно сказать, что именно в силу трудностей, связанных с инжекцией, ускорение в межзвездной среде ⁽⁸⁾ может обеспечить перераспределение космических частиц по спектру, но не их первоначальное ускорение (для протонов энергия инжекции $E_{\text{и}}$ при принятых в ⁽⁸⁾ предположениях равна $\sim 2 \cdot 10^8$ эв, а для ядер Fe $E_{\text{и}} \sim 3 \cdot 10^{11}$ эв).

Определим энергию инжекции $E_{\text{и}}$ для интересующего нас случая движения нерелятивистской частицы в ионизированном газе (концентрация электронов n , температура T). Если скорость частицы $v = \sqrt{2M/E_k}$ больше тепловой скорости электронов $\sim \sqrt{kT/m}$, то ионизационные потери частиц с зарядом eZ и массой M , в том числе электронов (масса m), с достаточной точностью можно считать равными:

$$\begin{aligned} - \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{и}} &= \frac{4\pi n e^4 Z^2}{mv} \ln \frac{mv^2}{2I_0} = 7,62 \cdot 10^{-9} n \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_k}} Z^2 \ln \frac{mE_k/M}{I_0} \frac{\text{эв}}{\text{сек}} = \\ &= 7,62 \cdot 10^{-9} n \sqrt{\frac{2Mc^2}{E_k}} Z^2 \left\{ 41 + \ln \frac{E_k}{Mc^2} - \frac{1}{2} \ln n \right\} \frac{\text{эв}}{\text{сек}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $E_k = Mv^2/2$ и средняя энергия возбуждения I_0 в случае плазмы положена равной $I_0 = \hbar \omega_0 = \hbar \sqrt{4\pi e^2 n/m} = 1,2 \cdot 10^{-12} \sqrt{n}$ эв. Условие инжекции $\alpha E \approx \alpha Mc^2 = - (dE/dt)_{\text{и}}$ принимает вид

$$\begin{aligned} E_{k,\text{и}} &= 2,3 \cdot 10^{-22} \left\{ 41 + \ln \frac{E_{k,\text{и}}}{Mc^2} - \frac{1}{2} \ln n \right\}^2 \frac{m Z^4 n^2}{\alpha^2} \text{эв} < \\ &< 4 \cdot 10^{-19} \frac{m Z^4 n^2}{M \alpha^2} \text{эв}. \end{aligned} \quad (4)$$

На Солнце, полагая $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-4}$ и $n \sim 10^7$ (корона), для электронов получаем $E_{k,\text{и}} < 500$ эв. Для протонов, согласно (4), $E_{k,\text{и}}$ в m/M раз меньше, чем для электронов, но здесь формулы уже не применимы, так как скорость протонов получается меньшей, чем $\sqrt{kT/m}$. При этом, однако, потери только уменьшаются по сравнению с (3) и затруднений с инжекцией не возникает. В оболочках сверхновых, полагая $\alpha \sim 10^{-9}$ и $n \sim 10^2$, для электронов получаем $E_{k,\text{и}} < 5000$ эв. Таким образом, в рассматриваемых случаях заботиться нужно скорее о повышении энергии инжекции с тем, чтобы ускорялась лишь небольшая часть частиц. У нас нет сейчас каких-либо оснований полагать, что соответствующий подбор всех параметров встретит затруднения (см. в этой связи примечание на стр. 728).

Из вышеизложенного следует, по нашему мнению, что естественное перенесение статистического механизма ускорения из межзвезд-

ной среды (⁸) на области с большей плотностью и, главное, меньшим масштабом l (см. также*) является многообещающим и представляет большой интерес с точки зрения физики Солнца и теории происхождения космических лучей.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
6 V 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Х. Альфвен, *Космическая электродинамика*, § 7, 3, 1952. ² Г. Г. Гетманцев, В. Л. Гинзбург, *ДАН*, 87, 187 (1952). ³ W. F. Swann, *Phys. Rev.*, 43, 217 (1933). ⁴ Я. П. Терлецкий, *УФН*, 44, 46 (1951). ⁵ L. Riddiford, S. Butler, *Phil. Mag.*, 43, 447 (1952). ⁶ И. С. Шкловский, *ДАН*, 91, № 3 (1953). ⁷ В. Л. Гинзбург, *ДАН*, 92, № 5 (1953). ⁸ E. Fermi, *Phys. Rev.*, 75, 1169 (1949). ⁹ В. Л. Гинзбург, М. И. Фрадкин, *ДАН*, 92, № 3 (1953). ¹⁰ Л. Э. Гурвич, *Вопросы космогонии*, 2, 1953.

* Заметим, что в качестве таких областей совсем не обязательно рассматривать только оболочки звезд, как это сделано выше. Области с большими значениями параметра u^2/l могут, в принципе, возникать также при „соударениях“ облаков межзвездного газа, столкновении облака со звездой и т. п. Вопрос о генерации космических лучей при столкновениях туманностей (¹⁰), облаков и звезд с облаками или туманностями в результате как статистического, так и индукционного механизмов ускорения, несомненно, заслуживает внимания.