

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

# КОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Том VII

(ОТДЕЛЕНИЕ ФИЗИКИ)

3

---

МОСКВА · 1969

*М. З. Хохлов, Г. П. Застенкер*

**ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА  
ПРИ АНИЗОТРОПНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ**

Будем исходить из функции распределения ионов солнечного ветра в виде анизотропного максвелловского распределения в системе координат, движущейся вместе с ветром

$$f \sim \exp(-mv_{\parallel}^2 / 2kT_{\parallel}) \cdot \exp(-mv_{\perp}^2 / 2kT_{\perp}), \quad (1)$$

где  $m$  — масса иона,  $k$  — постоянная Больцмана. При этом мы принимаем, как и в [1—3], что анизотропия связана с магнитным полем; соответственно  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$ ,  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  означают компоненты скорости и значения температуры в направлениях, параллельном и перпендикулярном силовым линиям магнитного поля. При этом определяющим будет, по-видимому, некоторое среднее значение направления магнитного поля за время, сравнимое с временем релаксации функции распределения. Искажением формы функции распределения, возникающим вследствие спиральной структуры межпланетного магнитного поля [4], пока пренебрегаем.

Согласно [1—3, 5, 6] величина анизотропии  $K = T_{\parallel} / T_{\perp}$  может достигать весьма больших значений от 1,5—8 до 10—50. Имеющееся расхождение между данными [1, 3, 6] и [2, 5] будет рассмотрено в дальнейшем.

В случае анизотропной функции распределения (1) при переходе в систему координат, связанную с космическим аппаратом, происходит заметное сужение функции распределения по величине скорости и отклонение формы распределения от максвелловской, причем величина обоих эффектов зависит от ориентации магнитного поля [7]. Указанное изменение функции распределения имеет своим очевидным следствием существенное влияние ориентации магнитного поля на показания приборов (анализаторов и ловушек заряженных частиц), с помощью которых измеряется температура солнечного ветра.

Ограничимся рассмотрением модуляционной ловушки, ориентированной в направлении на Солнце. В этом простом частном случае достаточно надежно выявляются все основные особенности данного явления. В силу значительной ширины энергетиче-

ских и угловых характеристик ловушки определение с помощью одиночной ловушки величины анизотропии температур практически весьма сложно, если не невозможно. Поэтому обработка измеренных энергетических спектров солнечного ветра проводится обычно на основе модели ветра с изотропным максвелловским распределением скоростей [8—10] или изотропным, так называемым, «Каппа»-распределением [11].

Естественно поставить вопрос, какое значение температуры будет получено в результате такой обработки. Будет ли это некоторая средняя температура  $(2T_{\perp} + T_{\parallel}) / 3$  или какое-либо другое значение.

Нами были рассчитаны показания типичной модуляционной ловушки при различных значениях скорости солнечного ветра, температуры, анизотропии температур и ориентации межпланетного магнитного поля. Вычисления проводились путем численного интегрирования (с точностью  $\sim 10\%$ ) на ЭВМ с использованием модели солнечного ветра, соответствующей распределению (1), и учетом искривления траекторий ионов в ловушке полем ее модуляционной сетки. Лабораторные исследования характеристик ловушки показали, что для рассматриваемой задачи пренебрежение рядом других эффектов, имеющих место в ловушке (краевые эффекты, отклонение поля модуляционной сетки вблизи проволочек сетки от однородного), оправдано.

Анализ рассчитанных спектров проводился, как и в работах [8—10], на основе изотропного максвелловского распределения. Температура ионов определялась по величине отношения токов в соседних энергетических каналах. Результаты этих расчетов для  $K = 5$ ,  $T_{\parallel} = 3 \cdot 10^5$  К и скорости 450 км/сек приведены на рис. 1 (сплошная линия), где  $T_{\text{эф}}$  — измеренная ловушкой температура, а  $\alpha$  — угол между осью ловушки и средним направлением магнитного поля. Приведенные данные показывают, что с увеличением  $\alpha$  измеренная модуляционной ловушкой температура падает примерно от  $T_{\perp}$  при  $\alpha \approx 0$  до  $T_{\parallel}$  при  $\alpha \approx 90^\circ$ . На том же рисунке штриховой линией представлены результаты приближенной аппроксимации зависимости  $T_{\text{эф}}(\alpha)$  выражением

$$T_{\text{эф}} / T_{\parallel} = \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha / K. \quad (2)$$

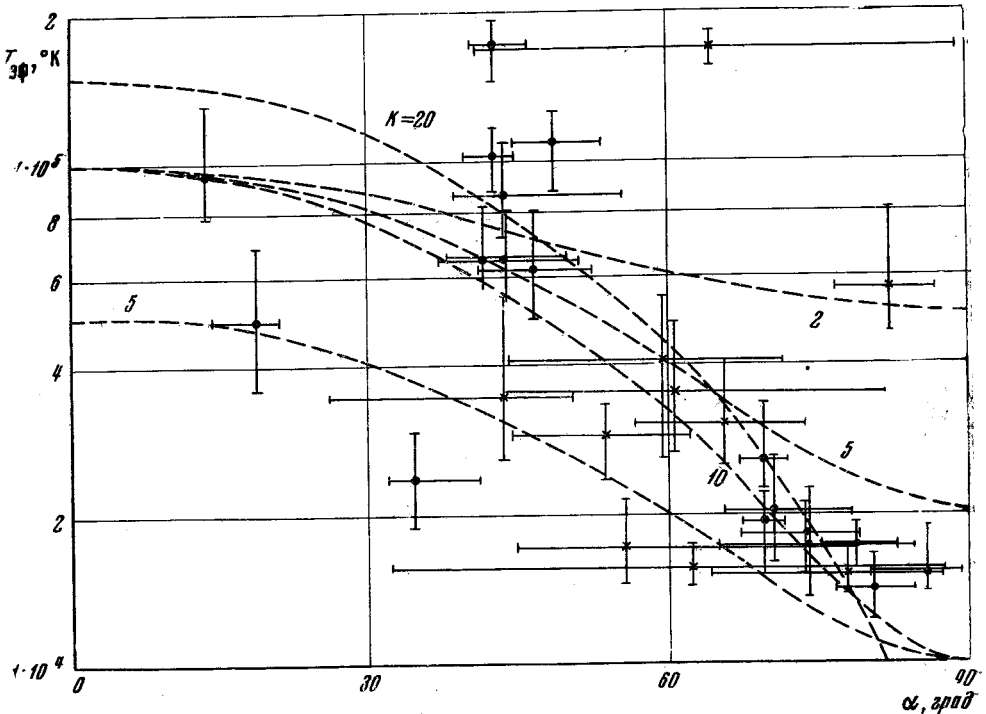


Рис. 2

Видно, что рассчитанные для модуляционной ловушки значения  $T_{\text{эф}}$  достаточно близки к зависимости (2). Эта аппроксимация оказывается также достаточно близкой к зависимости  $\Delta v(\alpha)^2 / \Delta v(\alpha=0)^2$ , где  $\Delta v$  — полуширина функции распределения ионов солнечного ветра по скоростям в неподвижной системе координат.

Можно ожидать, что вследствие конечного времени релаксации функции распределения  $\tau_f$  полученное соотношение не будет выполняться для быстрых флуктуаций направления магнитного поля с характерными временами  $\tau_m < \tau_f$ . С другой стороны, сопоставление одновременных измерений направления магнитного поля и анизотропии температур на двух космических аппаратах [12] показало, что при низком уровне геомагнитной активности и достаточно спокойном магнитном поле средние направления магнитного поля и анизотропии температур ионов солнечного ветра совпадали при расстоянии между космическими аппаратами, равном примерно  $10^5$  км.

Таким образом, при заметной анизотропии температур можно ожидать в среднем наблюдения более высоких температур при ориентации силовых линий магнитного поля, близкой к направлению космического аппарата — Солнце.

В свете сказанного представляет интерес сопоставление одновременно полученных данных о параметрах межпланетной плазмы и направлении магнитного поля. Такое сопоставление может быть сделано по данным [13], где приводится временной ход магнитного поля и потока ионов в солнечном ветре (интервал усреднения  $\sim 30$  сек.), измеренных в декабре 1965 — апреле 1966 г. с помощью магнитометра и модуляционной ловушки на аппарате «Пионер-6» [9, 14].

Сравнительно быстрые изменения направления магнитного поля (в ряде магнитных трубок за время около 1 мин.) не обнаруживают связи с ходом измеренной ловушкой температуры. Поэтому для каждой магнитной трубки по данным [13] определены средние значения  $T_{\text{эф}}$  и угла  $\alpha$  между силовой линией и линией спутник — Солнце. Результаты приведены на рис. 2 (точки для трубок с примерно постоянным направлением силовых линий, крестики — для трубок с заметными флуктуациями направления, штриховые линии — аппроксимация по (2)). Максимальный разброс значений  $T_{\text{эф}}$  и  $\alpha$  для каждой магнитной трубки показан вертикальными и горизонтальными черточками. Исключены четыре случая, для которых значения  $T_{\text{эф}}$  внутри трубки различались больше, чем в три раза. Несмотря на большой разброс значений, который может быть связан с различиями в переносной скорости, температуре и анизотропии температур для различных трубок, эти данные достаточно определенно свидетельствуют, что с увеличением угла  $\alpha$  величина измеренной ловушки температуры, как правило, падает.

Аналогичный эффект может наблюдаться также и при использовании электростатических анализаторов. Можно предполагать поэтому, что наблюдения очень низких температур в солнечном ветре ( $T \sim 5 \cdot 10^3$  К [15]) в действительности объясняются большей величиной анизотропии во время этих наблюдений.

Согласно [16], наблюдения на «Маринере-2» не подтверждают наличия заметной анизотропии в солнечном ветре. Этот вывод основан на отсутствии падения измеряемой температуры с ростом угла  $\alpha$ . Возможно расхождение объясняется тем, что рассматриваемые наблюдения относятся к различным фазам 11-летнего цикла солнечной активности.

Данные [13] указывают также на наличие корреляционной зависимости между переносной скоростью солнечного ветра  $U$  и  $T_{\text{эф}}$  и между  $U$  и  $\alpha$  (с ростом  $U$   $T_{\text{эф}}$  в среднем увеличивается, а  $\alpha$  падает). Возможно качественное объяснение этих эффектов инерционным охлаждением солнечного ветра [4], при котором можно ожидать аналогичной связи между  $T_{\text{эф}}$ ,  $U$  и  $\alpha$ . По-видимому, спад  $T_{\text{эф}}$  с ростом  $\alpha$  (рис. 2) только частично определяется величиной анизотропии температуры.

Авторы благодарят К. И. Грингауза за полезную дискуссию затронутых вопросов.

Дата поступления  
27 декабря 1968 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Wolf, R. W. Silva, D. D. McKibbin, R. H. Mason. J. Geophys. Res., 71, No. 13, 3329, 1966.
2. A. J. Hundhausen, J. R. Asbridge, S. J. Bame, H. E. Gilbert, I. B. Strong. J. Geophys. Res., 72, No. 1, 87, 1967.
3. F. L. Scarf, J. H. Wolf, R. W. Silva. J. Geophys. Res., 72, No. 5, 933, 1967.
4. М. З. Хохлов. Геомагнетизм и аэронавигация, 8, № 2, 330, 1968.
5. M. D. Montgomery, S. J. Bame, A. J. Hundhausen. J. Geophys. Res., 73, No. 15, 4999, 1968.
6. М. З. Хохлов. Геомагнетизм и аэронавигация, 7, № 6, 1079, 1967.
7. М. З. Хохлов. Доклад на Всесоюзном совещании «Физика сверхкороны Солнца и межпланетной плазмы», Москва, 22—25 апреля, 1968 г.
8. F. Sherb. Space Res., 4, 797, 1964.

9. A. J. Lazarus, H. S. Bridge, J. Davis. *J. Geophys. Res.*, **71**, No. 15, 3787, 1966.
  10. К. И. Грингауз, Т. К. Бреус. *Космич. исслед.*, **5**, № 6, 948, 1967.
  11. E. Lyon, A. Egidi, G. Pizzella, H. Bridge, J. Binsack, R. Baker, R. Butler. Plasma measurements on Explorer-33. I. Interplanetary Region, Preprint, 1967.
  12. A. J. Hundhausen et al. *J. Geophys. Res.*, **72**, No. 21, 5265, 1967.
  13. L. F. Burlaga. *Solar Physics*, **4**, No. 1, 67, 1968.
  14. N. F. Ness, C. S. Scears, S. Cantarno. *J. Geophys. Res.*, **71**, No. 13, 3305, 1966.
  15. I. B. Strong, J. R. Asbridge, S. J. Bame, H. H. Heckman, A. J. Hundhausen. *Phys. Rev. Letters*, **16**, No. 14, 631, 1966.
  16. M. Neugebauer, C. W. Snyder. *J. Geophys. Res.*, **72**, No. 7, 1823, 1967.
-