Доклады Академии Наук СССР
1938. Том XIX, № 6—7

АСТРОНОМИЯ

Академик В. Г. ФЕСЕНКОВ

РОЛЬ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ МЕТЕОРНОЙ МАТЕРИИ В ОБРАЗОВАНИИ ЗОДИАКАЛЬНОГО СВЕТА

Статистический анализ числа метеоров, наблюдаемых в различные часы ночи, и прямые определения скоростей их полета в высоких слоях земной атмосферы показывают, что большинство метеоров при встрече с Землей движутся с гиперболическими скоростями. Кроме того Эпик и Boothroyd вывели заключение из совокупности своих наблюдений, собранных во время Аризонской экспедиции, что процентное содержание гиперболических метеоров быстро увеличивается с понижением их яркости. Можно поэтому предполагать, что и совокупность метеорной материи в междупланетном пространстве в значительной степени состоит из метеоритов, движущихся по отношению к Солнцу с гиперболическими скоростями, т. е. приходящих к нам из междузвездного пространства. Подобные междузвездные потоки связываются с темными туманностями, некоторые из которых расположены в непосредственной близости к Солнцу. Гофмейстер из независимых наблюдений в северном и южном полушариях вывел аналогичное заключение о существовании отдельных потоков, проходящих через планетную систему. В связи с указанным выше можно предполагать, что зодиакальный свет, который, как это представляется наиболее вероятным, в значительной степени состоит из метеорной материи, будет подвергаться периодическим изменениям в зависимости от положения Земли на ее орбите.

Для выяснения этого рассмотрим следующую задачу. Пусть Солнце находится среди однородного и бесконечно протяженного по всем направлениям метеорного потока, каждая частица которого движется, находясь на достаточном расстоянии от Солнца, по прямолинейным и параллельным траекториям с гиперболической скоростью v_0. Притягивающее действие Солнца, искривляя траектории частиц, нарушает однородность потока. Необходимо вычислить результирующую плотность материи в любой точке пространства и затем найти яркость потока на различных угловых расстояниях от Солнца для наблюдателя, связанного с Землей на ее орбите.

Примем за начало координат центр Солнца и за ось x—прямую в направлении движения потока. На весьма большом расстоянии материальная точка с координатами $x_0 \to \infty$, y_0 движется с наперед заданной скоростью v_0. Имеем уравнение траектории:

$$r = \frac{-a \operatorname{tg}^2 \psi}{1 + \cos \vartheta + \operatorname{tg} \psi \sin \vartheta}; \qquad a = -\frac{k^2}{v_0^2},$$

где a — действительная полуось орбиты, r — радиус-вектор, ϑ — угол амплитуды, ψ — угол между направлением на перигелий и осью x, связанный с эксцентриситетом соотношением

$$e = \sec\psi.$$

Интеграл площадей дает

$$-a \operatorname{tg}\psi = y_0.$$

Далее, для угла между нормалью к траектории и радиусом-вектором получаем

$$\cos(n, r) = \frac{1}{\sqrt{1 + r^2 \frac{\sec^2\psi}{p} \sin^2(\psi - \vartheta)}}; \qquad p = -a(e^2 - 1).$$

Рассмотрим теперь в плоскости x, y некоторый прямоугольник $\delta x_0 \delta y_0$ на большом расстоянии от Солнца, заполненный материей, движущейся указанным выше образом. Придя в некоторую точку пространства с координатами r, ϑ, этот прямоугольник окажется деформированным. Отношение B площади деформированного прямоугольника, заключающего те же частицы, к площади первоначального оказывается:

$$B = \frac{\partial r\, v \cos(n, r)}{\delta y_0 v_0} = \frac{ar^2}{y_0^3}\left[\frac{y_0}{a}\sin\vartheta - 2(1 + \cos\vartheta)\right] \frac{\sqrt{1 - \frac{2a}{r}}}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{y_0^4}(y_0\cos\vartheta + a\sin\vartheta)^2}}.$$

Отсюда в пространстве трех измерений находим для плотности материи D в точке (r, ϑ), учитывая симметрию по отношению к оси x:

$$D = D_1 + D_2 = \frac{1}{y}\left(\frac{y_0}{B} + \frac{y_0'}{B'}\right),$$

где B, y_0, B', y_0' — значения B, y_0 в точках, симметричных по отношению к оси x.

Рассматривая указанные формулы, можно показать, что независимо от направления ϑ при r очень малых $B = 2$. Для остальных точек пространства B заключается между 1 и 2, если y_0 и y имеют одинаковые знаки, и между 2 и ∞, если y_0 и y имеют разные знаки. Найдя D, вычисляем затем видимую яркость метеорного потока по формуле

$$Jd\omega = \mu L d\omega \int_0^\infty \frac{Df(\alpha)\, dR}{\xi^2},$$

где $Ld\omega$ — количество света, испускаемого Солнцем в элементарный телесный угол $d\omega$, $\mu f(\alpha)$ — рассеивающая способность материи, рассчитанная на единицу массы и зависящая от угла α между падающим и рассеянным лучами, ξ, R — расстояния рассеивающего элемента от Солнца и Земли. Принимая в качестве переменной интеграции угол фазы α, получаем для плоскости эклиптики:

$$Jd\omega = \frac{L\mu d\omega}{R_0 \sin l} \int_0^{\pi - l} Df(\alpha)\, d\alpha,$$

где l — угловое расстояние от Солнца наблюдаемого участка неба, R_0 — расстояние Земли до Солнца.

Рассмотрим для примера случай одного метеорного потока, движущегося со скоростью, соответствующей значению действительной полуоси гиперболы $a = -0.1$, в единицах расстояния Земли от Солнца. Выберем единицу времени так, чтобы $k^2 = 1$. Для разных r и ϑ находим следующие значения D:

ϑ \ r	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.5
2°.9	20.0	14.1	11.5	10.0	8.9	7.3
15°	3.99	2.79	2.34	2.08	1.90	1.63
30°	2.16	1.71	1.44	1.32	1.22	—
60°	1.35	1.16	1.09	1.06	1.04	—
90°	1.16	1.10	1.04	1.02	1.02	—
120°	1.09	1.03	1.03	1.02	1.01	—
177°.1	1.02	1.00	1.00	1.00	1.00	—

Вычисление J для положения Земли на орбите, соответствующего углу $\vartheta = 60°$, для точек эклиптики на угловых расстояниях от Солнца 30°, 60° и 90° к востоку и западу от Солнца, приводит к следующим результатам:

	$l = 30°$	$l = 60°$	$l = 90°$
Ветвь к западу	8.5	3.9	2.7
Ветвь к востоку	4.4	1.8	1.2

Обе ветви различаются между собой не столько распределением яркости, которая почти одинакова, сколько ее абсолютной величиной. Поэтому представляется весьма интересным получить наблюдательный материал, относящийся к обеим ветвям зодиакального света одновременно. При наличии в солнечной системе галактической материи можно ожидать изменений в виде зодиакального света, а также периодически появляющихся и исчезающих различий в его обеих ветвях.

Поступило
2 IV 1938.