

И. С. ШКЛОВСКИЙ

## НОВАЯ ТЕОРИЯ СОЛНЕЧНЫХ ИЗВЕРЖЕНИЙ И ОБУСЛОВЛЕННЫХ ИМИ ВНЕЗАПНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ИОНОСФЕРЫ В СЛОЕ D

(Представлено академиком В. Г. Фесенковым 9 XI 1948)

Известно, что имеется весьма тесная связь между внезапными возмущениями слоя D ионосферы (так называемый „эффект Диллинджера“) и появлениями на Солнце ярких извержений. Вальдмайер (1) показал, что каждому возмущению ионосферы вышеуказанного типа соответствует появление на Солнце извержения. Обратного соотношения, однако, не существует. Согласно Дживанелли, наилучшую корреляцию дают интенсивные и протяженные извержения (с площадью больше  $3 \cdot 10^{-4}$  солнечной поверхности). По Вальдмайеру, 43% извержений интенсивности („класса“) 3 сопровождаются ионосферными возмущениями. Для извержений „классов“ 2 и 1 корреляция значительно хуже: соответственно 14 и 3%.

Замечательно, что во время возмущения слоя D вышележащие слои ионосферы остаются практически невозмущенными.

В настоящее время существуют две теории этого явления. Согласно Вульффу и Демминг (2), излучение в диапазоне 2200—2800 Å, исходящее от извержения на Солнце, ионизирует озон. Эту теорию полностью опровергает хотя бы тот факт, что спектр Солнца, полученный недавно при помощи ракеты V2, простирается до 2100 Å, хотя съемки производились ниже слоя D. Это доказывает, что озон в этом слое в значительных количествах не присутствует.

Наибольшим распространением сейчас пользуется теория Мартина — Чепмена (3). Согласно этой теории, во время солнечного извержения происходит мощный всплеск излучения  $L_{\alpha}$  (длина волны 1215,69 Å). Переход  $^1S_0 - ^1P_1$  у атома кислорода соответствует длине волны 1216,30 Å. Таким образом, если ширина линий  $L_{\alpha}$  будет равна нескольким ангстремам (что вполне возможно), атом кислорода будет резонировать на это излучение. В возбужденном состоянии  $^1P_1$  соударение с частицей любой скорости может ионизировать атом (ибо уровень  $^1P_1$  расположен на 0,75 V выше наинизшего уровня ионизации атома кислорода). Необходимо только, чтобы частота соударений была больше вероятности спонтанного перехода  $^1P_1 - ^1S_0$ , что, по мнению авторов, имеет место в слое D.

Однако против этой теории можно привести ряд серьезных возражений как гелиофизического, так и особенно геофизического характера. Непонятно, например, откуда возьмется на таких сравнительно небольших высотах (60—80 км) атомарный кислород. Молекулы кислорода диссоциируются на гораздо больших высотах (4). Как хорошо известно, состояние  $^1S_0$  является метастабильным и исходным при излучении зеленой линии полярных сияний 5577 Å. Для того

чтобы излучение  $L_\alpha$  было полностью поглощено в земной атмосфере вышеуказанным способом, необходимо, очевидно, чтобы над  $1 \text{ см}^2$  земной поверхности находилось количество атомов кислорода (в состоянии  $^1S_0$ )  $n > \frac{1}{k} \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , где  $k$  — атомный коэффициент поглощения.

Наблюдения советских исследователей <sup>(6)</sup> показали, что за 1 сек. над  $1 \text{ см}^2$  земной поверхности излучается  $2 \cdot 10^9$  фотонов зеленой линии.

Вероятность запрещенного перехода  $^1S_0 - ^1D_2$  (обуславливающего излучение зеленой линии) может быть вычислена теоретически. Она равна  $2,2 \text{ сек}^{-1}$ . Следовательно, над  $1 \text{ см}^2$  земной поверхности ночью находится примерно  $10^8$  атомов кислорода в состоянии  $^1S_0$ . Днем это количество должно быть еще меньше. Как окончательно установили И. Франк и И. Хвостиков <sup>(7)</sup>, в первой половине ночи яркость зеленой линии растет. Если бы днем количество атомов кислорода в состоянии  $^1S_0$  было велико, наблюдалась бы сумеречная вспышка интенсивности зеленой линии. Ничего подобного, однако, не отмечено.

Последние работы акад. В. Г. Фесенкова <sup>(8)</sup> дают явные указания на то, что свечение ночного неба локализовано на высотах порядка  $270 \text{ км}$ , что гораздо выше слоя D. Все эти данные говорят о том, что ни во всей земной атмосфере, ни, тем более, в слое D не найдется достаточного количества атомов кислорода в состоянии  $^1S_0$ , чтобы „заблокировать“ излучение  $L_\alpha$ . Произведенные Хопфелем <sup>(9)</sup> измерения поглощения воздухом ультрафиолетового излучения убедительно показывают, что кванты  $L_\alpha$  ниже  $100 \text{ км}$  не могут проникать в земную атмосферу. Возражений астрофизического характера против теории Мартина — Чепмена мы здесь приводить не будем.

Причина, побудившая Мартина — Чепмена ввести как ионизирующий агент излучение  $L_\alpha$ , очевидна: в силу своей сравнительной мягкости это излучение не будет заметно поглощаться в вышележащих слоях атмосферы. Мы будем исходить из противоположной точки зрения: ионизирующее излучение имеет достаточно малую длину волны (порядка  $1 \text{ \AA}$ ). Это излучение будет слабо поглощаться основными составляющими земной атмосферы —  $O_2$ ,  $O$ ,  $N_2$ , так как границы поглощения для этих атомов и молекул лежат в области  $1019 - 661 \text{ \AA}$ , т. е. достаточно далеко от рассматриваемого излучения.

Данные о поглощении воздухом рентгеновских лучей <sup>(2)</sup> показывают, что в слой D может проникать излучение с длиной волны  $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$ .

Общее количество электронов  $N_e$  над единицей поверхности Земли, возникающее в слое D во время возмущения, может быть оценено следующим образом. Согласно Хейю <sup>(10)</sup>, галактическое радиоизлучение на волне  $14 \text{ м}$  во время ионосферного возмущения в слое D сильно поглощается. Принимая частоту соударений в слое D равной  $5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$ . <sup>(4)</sup>, найдем, что  $N_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . С другой стороны, время релаксации возмущения порядка  $15 \text{ мин.}$ , что больше продолжительности существования солнечного извержения в его активной стадии <sup>(11)</sup>. Отсюда делаем вывод, что число фотонов, прошедших через  $1 \text{ см}^2$  на границе земной атмосферы за время возмущения, имеет порядок  $10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

Причина излучения извержением такого большого количества жестких фотонов может лежать в механизме образования извержений, который мы предлагаем ниже. Недавно появившиеся теории солнечных извержений Дживанелли <sup>(12)</sup> и Эванса <sup>(13)</sup> встречают большие затруднения, на которых мы останавливаться здесь не можем.

Основные наблюдательные данные, касающиеся солнечных извержений, могут быть резюмированы следующим образом:

а) ядро извержения почти неподвижно относительно солнечной поверхности;

б) извержения встречаются на различных высотах от 10 000 до 30 000 км, т. е. как в хромосфере, так и в короне;

в) никто никогда не наблюдал сам процесса „извержения“ (мы понимаем под этим термином выброс масс газа из более глубоких слоев солнечной атмосферы). Все наблюдатели сходятся на том, что извержения „внезапно появляются“\*.

С другой стороны, кинематографические наблюдения протуберанцев, так называемых „типа солнечных пятен“ (класса IIIb), с помощью интерференционных фильтров с несомненностью показывают, что ядра этих протуберанцев возникают в корональной области и почти неподвижны относительно солнечной поверхности. Это может быть истолковано только в том смысле, что в некоторых локальных областях корональная материя может быстро конденсироваться, увеличивая свою плотность в десятки тысяч раз. Единственной причиной этого может быть игра магнитного и электрического полей, делающая возможной „электромагнитную фокусировку“ ионизированной корональной материи. Именно поэтому указанные протуберанцы возникают над сложными в магнитном отношении группами пятен.

Приняв явление „электромагнитной фокусировки“ как наблюдаемый факт, можно вычислить время охлаждения сконденсированной корональной материи от  $10^6$  до  $10^4$  градусов (температура верхней хромосферы). Это время порядка 3 мин., если концентрация свободных электронов в извержении  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Причина охлаждения — излучение при рекомбинациях электронов с корональными ионами.

Недавно было открыто, что интенсивность космических лучей во время сильных извержений повышается на 18%, причем на экваторе этот эффект не наблюдается (14). Отсюда следует, что энергия первичных частиц, вылетевших из области извержения, около  $6 \cdot 10^9 \text{ eV}$ . Пролетая через верхние слои солнечной атмосферы, они могут стать источником тормозного излучения с  $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$ , которое и будет причиной ионизации слоя D. В процессе „электромагнитной фокусировки“, при движении в сложном электромагнитном поле, электроны могут достигать энергии порядка космических лучей, как это показал, например, Терлецкий. Дальнейшее изучение изменения космических лучей во время извержений позволит создать количественную теорию эффекта Диллинджера.

Государственный астрономический  
институт им. П. К. Штернберга

Поступило  
30 X 1948

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> M. Waldmeier, Astr. Mitteil. d. eidgenöss. Sternwarte, Zürich, No. 153 (1948).  
<sup>2</sup> A. Compton, X-rays in Theory and Experiment, London, 1935. <sup>3</sup> O. R. Wulf and L. S. Demming, *ibid.*, 43, 283 (1938). <sup>4</sup> D. E. Martyn, G. H. Munro, A. J. Higgs and S. E. Williams, *Nature*, 140, 603 (1937). <sup>5</sup> R. C. Majumdar, *Ind. J. of Phys.*, 12, 75 (1938). <sup>6</sup> И. Хвостиков, Свечение ночного неба, 1937. <sup>7</sup> Н. Дюбротин, И. Франк и П. Черенков, ДАН, 1, № 2—3 (1935); А. Лебедев и И. Хвостиков, ДАН, 1, № 2—3 (1935). <sup>8</sup> В. Фесенков, Метеорная материя в междупланетном пространстве, 1946. <sup>9</sup> J. Hopfeld, *Aph. J.*, 10<sup>d</sup>, 208 (1946). <sup>10</sup> J. Heu, *Observatory*, 67, No. 841, 206 (1947). <sup>11</sup> M. Ellison, *Monthly Notic. of Roy. Astr. Soc.*, 106, No. 6, 500 (1946). <sup>12</sup> R. Giovanelli, *Nature*, 158, 81 (1946). <sup>13</sup> D. Evans, *Observatory*, 67, No. 841, 218 (1947). <sup>14</sup> C. Neher, *Rev. Mod. Phys.*, 20, 1, 350 (1948).

\* Во избежание недоразумения подчеркиваем, что речь идет об „ядре“ извержения. На более поздней стадии развития от него отделяются потоки газовых масс, движущиеся с большими скоростями.