

ВОДОРОДНАЯ ЭМИССИЯ В СПЕКТРАХ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ**Б. А. Багаряцкий**

Открытие доплеровского смещения водородных линий в спектрах полярных сияний представляет собой событие первостепенной важности и не только для геофизики. На протяжении десятилетий астрономы вынуждены были довольствоваться заключениями о природе солнечных корпускулярных потоков, основанными на результатах косвенных наблюдений, и лишены были возможности видеть непосредственно те частицы, из которых состоят потоки. Геофизика, заинтересованная, как и гелиофизика, в решении этой фундаментальной проблемы, неоднократно, но безуспешно пыталась разнообразными методами решить «обратную задачу», т. е. выяснить природу приходящих к Земле частиц, анализируя характер протекания вызываемых ими процессов, в первую очередь магнитных возмущений полярных сияний. Геоактивный агент солнечных корпускулярных потоков очень долго оставался, несмотря на все усилия, упорным и неуловимым «инкогнито».

Обнаружение доплеровского смещения линий водорода в спектрах полярных сияний, реально продемонстрировавшее движение по направлению к Земле водородных атомов (нейтрализовавшихся протонов) в верхних слоях атмосферы, следует считать первым в истории наглядным подтверждением вторжения солнечных корпускулярных потоков в земную атмосферу.

Важный сам по себе, этот факт, конечно, прежде всего интересен для теории полярных сияний. Вторгающиеся потоки протонов вместе с сопутствующими им электронами (весьма вероятно, также ионами гелия; уверенное наблюдение гелиевой эмиссии в полярных сияниях пока является не решенной проблемой), являются материальным носителем той энергии, часть которой выделяется затем в свечении полярных сияний.

Общее представление о характере спектров полярных сияний дает серия спектрограмм, изображенных на рис. 1.

Как ясно в настоящее время, основная доля эмиссий, участвующих в образовании этого исключительно красивого явления природы, представляет собой свечение вторичного происхождения, и не может быть результатом непосредственного возбуждения атомов и молекул воздуха протонами или атомами водорода солнечного происхождения. Выяснение характера вторичных процессов и создание общей теории полярных сияний будет возможно после того, как станут достаточно ясными основные черты первичного процесса, состоящего во взаимодействии солнечного корпускулярного потока с атмосферой. Этому последнему вопросу и посвящен обзор.

Экспериментальная часть, а именно вопросы аппаратуры, организация спектрографических наблюдений не рассматривается в обзоре. Результаты наблюдений описываются в той мере, в которой они необходимы для рассмотрения теории водородной эмиссии в полярных сияниях.

Особенностью обзора является также то, что мы не касаемся связи водородной эмиссии с магнитными возмущениями. Сколько-нибудь полноценного экспериментального материала по этому вопросу не имеется, а существующие малочисленные наблюдения говорят пока что скорее об отсутствии

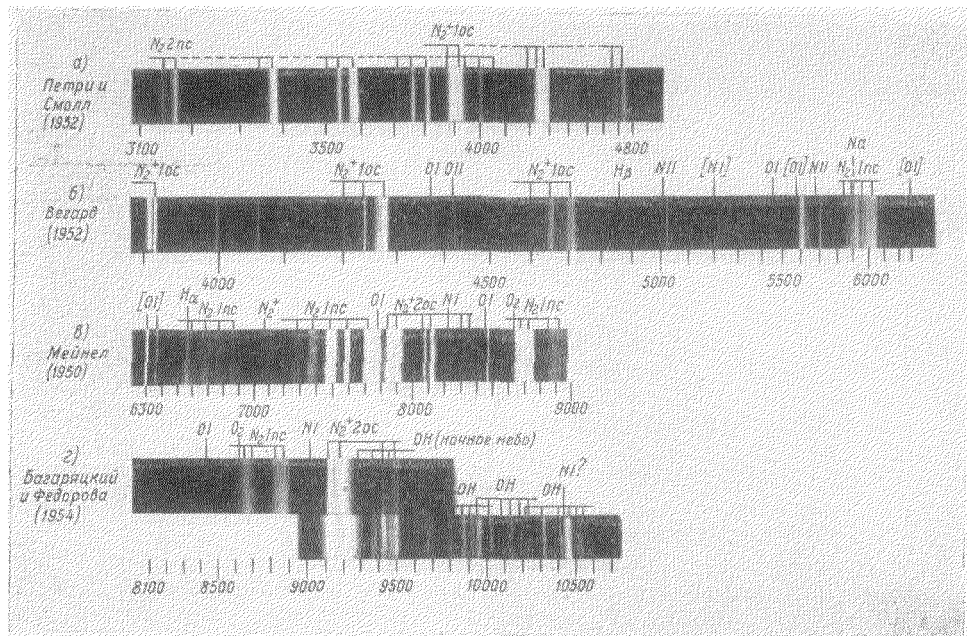


Рис. 1. Спектры полярных сияний от ультрафиолетовой до инфракрасной области. «10с» — положительная система N_2^+ , «0с» — отрицательная система N_2^- ; в квадратных скобках — линии запрещенных переходов.

- а) W. Petrie and R. Small, *Astrophys. J.* **116**, 433 (1952).
- б) L. Vegard and G. Kvifte, *Geofys. Publ.* **18**, № 3 (1951).
- в) A. B. Meinel, *Astrophys. J.* **113**, № 3, 583 (1951).
- г) Б. А. Багаряцкий и Н. И. Федорова, *ДАН СССР* **103**, № 6 (1955).

ясной связи между появлением водородных линий в полярных сияниях и магнитными возмущениями, чем о наличии ее.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ВОДОРОДНОЙ ЭМИССИИ В ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ

Первые спектрограммы полярных сияний, на которых было зарегистрировано присутствие балмеровских линий водорода (H_α и H_β), были получены Вегардом ¹ в 1939 г. Вегард указал тогда же, что происхождение этих линий следует, по-видимому, связывать с потоками водородных корпускул, «временами приходящих от Солнца с необычайной интенсивностью». Он, однако, не определил доплеровского смещения линий (по причине низкой дисперсии применявшегося им спектрографа), и, что самое главное, не высказал прямого предположения о том, что полученные им спектрограммы фиксируют излучение движущихся атомов водорода. На протяжении последующего десятилетия было снято сравнительно небольшое количество спектров, содержащих водородные линии, с лучшей дисперсией и разрешением ^{2, 3}. При этом было обнаружено, что линии водорода уширены, но снимки также не были использованы для определения скоростей водородных атомов.

Приоритет в опубликовании первых доплеровских контуров линии H_α и в измерении скоростей протонов принадлежит Мейнелу⁴. В 1951 г. им были получены спектрограммы полярного сияния, убедительно показавшие, что если спектрографирование ведется в направлении на магнитный зенит (луч зрения приблизительно совпадает с направлением магнит-

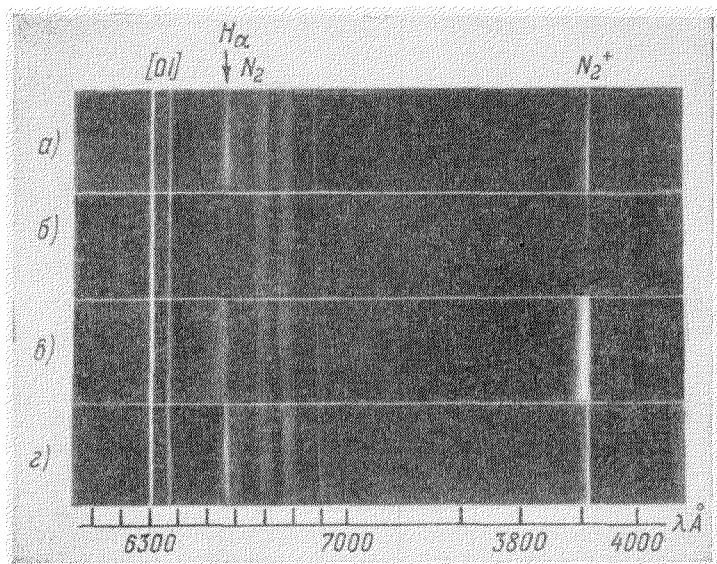


Рис. 2. Четыре спектрограммы, полученные Мейнелом⁴ во время интенсивного полярного сияния 19—20 августа 1950 г.

- а), г) спектры однородной дуги вблизи горизонта; интенсивная уширенная линия H_α .
- б) спектр сияния активной «пламенной» формы вблизи горизонта; H_α отсутствует.
- в) спектр однородной дуги вблизи магнитного зенита; максимум линии H_α смещен к фиолетовому краю.

ных силовых линий), то контур водородной линии оказывается не только расширенным, но максимум его заметно смещен в фиолетовую сторону; при спектрографировании в направлении на магнитный горизонт наблюдается симметричное уширение контура линий (рис. 2 и рис. 3). Смещение максимума было однозначно интерпретировано Мейнелом как результат упорядоченного движения излучающих водородных атомов со средним вектором скорости, направленным вдоль силовой магнитной линии в сторону наблюдателя. Уширение линии при съемке перпендикулярно магнитному полю было объяснено рассеянием протонов или начальной дисперсией их направлений. Это сообщение явилось решительным толчком к усилению интереса исследователей к проблеме водородной эмиссии в полярных сияниях. Достигнутое одновременно улучшение спектрографической техники повело к тому, что водородные линии стали регулярно фиксироваться в спектрах сияний многими наблюдателями. Однако число пригодных для измерения контуров H_α и H_β росло вначале довольно медленно. Это связано с тем, что полярные сияния довольно трудный объект для спектрографирования. Они сочетают малую поверхностную яркость с крайней изменчивостью форм и непостоянством во времени и пространстве.

Для получения хорошего контура линии H_α $\lambda 6563 \text{ \AA}$ требуется не только высокое качество спектрографической аппаратуры, но и наличие благоприятных условий в самом полярном сиянии. В спектре сияния линия H_α расположена в неприятном соседстве с полосами (6,3) и (7,4) первой положительной системы азота. Интенсивность этих полос меняется в больших

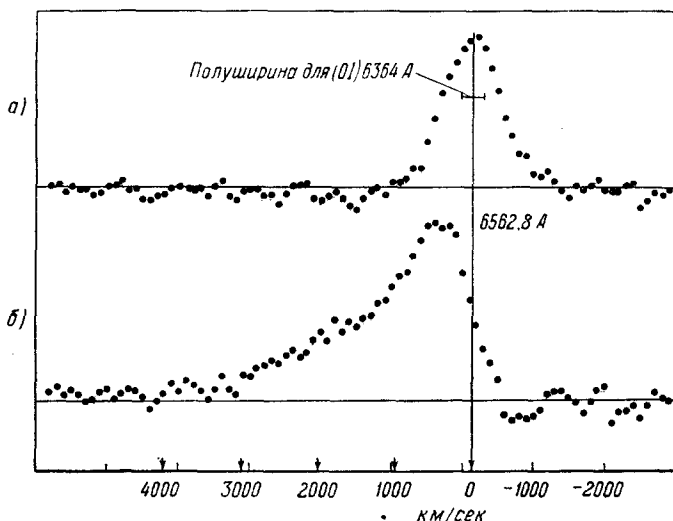


Рис. 3. Контур линии H_α в направлении на магнитный горизонт (а) и магнитный зенит (б), по спектрам рис. 2, с учтенной поправкой на блендирование соседними полосами азота.

пределах как по абсолютной величине, так и по отношению к H_α . Поэтому последняя лишь в редких случаях получается вполне чистой, не блендированной азотными полосами. Линия H_β $\lambda 4861 \text{ \AA}$ расположена в этом смысле лучше (блендируется, но слабыми эмиссиями). Теоретический бальмеровский декремент для водорода в условиях возбуждения в атмосфере, по вычислениям Чемберлена, о которых речь будет ниже, представляется следующим:

$$I_{H_\alpha} : I_{H_\beta} : I_{H_\gamma} = 3,34 : 1,00 : 0,29.$$

Линия H_γ $\lambda 4341 \text{ \AA}$ примерно в 12 раз слабее, чем H_α , поэтому она фиксируется на спектрограммах реже других, и ее контуры в литературе пока не опубликованы*). Сводка данных относительно линий H_α и H_β дана в таблице I.

Количественная абсолютная электрофотометрия полярных сияний в настоящее время лишь начинает развиваться. В первую очередь, естественно, оказываются доступными для фотометрирования наиболее интенсивные и характерные для всех форм сияний эмиссии: кислородные линии $\lambda \lambda 5577 \text{ \AA}$ и $6300 - 6364 \text{ \AA}$, полосы N_2 и N_2^+ и т. д. Водородные линии не принадлежат к числу сильнейших в полярном сиянии, и до настоящего времени оценки их интенсивности делались главным образом фотографическим путем.

Международным Союзом по геодезии и геофизике принята следующая шкала яркостей зеленой линии $[OI] 5577 \text{ \AA}$ в полярных сияниях (см. табл. II).

*) В печати находится работа Ю. И. Гальперина³⁴, где впервые приводятся контуры H_γ .

Новая световая единица *рэлей* введена специально для измерения спектральной интенсивности свечения ночного неба и полярных сияний. Оно имеет следующее значение: интенсивность свечения в 1 *рэлей* соответствует эмиссии 10^6 фотонов в 1 секунду в столбе атмосферы сечением 1 см^2 :

$$1R = 10^6 \frac{\text{фотонов}}{(\text{колонна}) \text{ см}^2 \text{сек}} *).$$

Интенсивность в *рэлях* численно равна увеличенной в 4π раз поверхностной яркости однородно светящейся атмосферы. Эта последняя в свою очередь численно равна световому потоку (выражаемому в миллионах фотонов в 1 сек.), приходящему на 1 см^2 нормальной к лучу зрения площадки из телесного угла в один стерадиан⁵.

Как можно видеть из таблицы II, интенсивность характернейшей эмиссии полярных сияний (вместе с тем и интегральная их яркость) может варьировать до 10 000 крат. Соотношение интенсивностей отдельных эмиссий в каждом сиянии также не постоянно. Отсюда следует, что фотографическая оценка интенсивностей H_α или H_β , производимая по спектрам, сделанным с длительными экспозициями, носит подчеркнuto статистический характер. Такой она принимается в большинстве работ, о которых далее будет идти речь.

Рассмотрим один из применяемых способов оценки. При наиболее ярких вспышках водорода линия H_α может существенно превосходить по интенсивности соседние азотные полосы (6,3) и (7,4) и становиться сравнимой со второй линией ($\lambda 6364$) красного кислородного дублета. Отношение интенсивностей красного дублета и зеленой линии $\lambda 5577$ колеблется в полярных сияниях примерно от 0,25 для нижнего края дуговых форм до 2,5 и более для верхних частей лучистых форм сияний. Статистически наиболее часто встречающееся значение этого отношения можно считать равным приблизительно 0,5. Отношение компонент красного дублета I_{6364}/I_{6300} равно 0,33. Отсюда в первом приближении (пренебрегая уширением H_α) получается следующее отношение интенсивностей H_α и $\lambda 5577$:

$$\frac{I_{H_\alpha}}{I_{5577}} \approx \frac{I_{6364}}{I_{6300+6364}} \frac{I_{6300+6364}}{I_{5577}} = 0,15.$$

Учитывая, что примерное равенство интенсивностей H_α и $\lambda 6364$ достигается только при сильном свечении водорода, можно принять, что для средних случаев интенсивность водородной эмиссии H_α составляет не более 1/10 от интенсивности зеленой линии. Этой оценки и придерживается большинство авторов.

Для сравнения интенсивностей H_α и H_β с другими эмиссиями приводим таблицу III, составленную Омхольтом⁶.

В качестве абсолютной оценки интенсивности водородных линий можем получить, пользуясь таблицей II и бальмеровским декрементом, такие ориентировочные цифры эмиссии в столбе атмосферы для среднего сияния (берем интенсивность сияния из таблицы II средней между баллами II и III):

$$\begin{aligned} Q(H_\alpha) &\cong 3kR = 3 \cdot 10^9 \text{ фотонов/см}^2 \text{сек}, \\ Q(H_\beta) &\cong 1kR, \\ Q(H_\gamma) &\cong 0,3kR. \end{aligned}$$

*) Слово «колонна», означающее, что речь идет о суммировании по всему вертикальному столбу атмосферы данного сечения, в дальнейшем будем опускать.

Линии H_α и H_β в полярных сияниях

а) Допплеровские контуры водородных линий при наблюдении в магнитный зенит

Автор, место наблюдения	Линия	Тип поляр- ного сияния	Смещение максимума контура и скорость протонов в максимуме	Наибольшее прослежива- емое уширение в фиоле- товую сторону и наиб. скорость приближения	Наибольшее прослежива- емое уширение в крас- ную сторону и наиб. скорость удаления	Литера- турная ссылка
Вегард (Тромзе, Норвегия, 1940—1941)	H_β	—	$\sim 4 \text{ \AA}$, 300 км/сек	—	—	a
Вегард (Тромзе, Норвегия, 1951)	H_β	—	Незаметное	35 $\text{\AA}$, 2200 км/сек	12 $\text{\AA}$, 750 км/сек	b
Мейнел (Иерк, США, 1950)	H_α	Однородная дуга	10 $\text{\AA}$, 450 км/сек	70 $\text{\AA}$, 3300 км/сек	6 $\text{\AA}$, 270 км/сек	c
Гартлейн (Итака, США, 1950)	H_α	Однородная дуга	15 $\text{\AA}$, 675 км/сек	30 $\text{\AA}$, 1350 км/сек	—	d
Гальперин (Мурманск, СССР, 1956)	H_α	Разные фор- мы	7 $\text{\AA}$, 300 км/сек 8 $\text{\AA}$, 350 км/сек 9 $\text{\AA}$, 400 км/сек	40 $\text{\AA}$, 1850 км/сек 43 $\text{\AA}$, 1950 км/сек 45 $\text{\AA}$, 2050 км/сек	5 $\text{\AA}$, 250 км/сек 8 $\text{\AA}$, 350 км/сек 7 $\text{\AA}$, 300 км/сек	e
Гальперин, Мурманск, СССР, 1957)	H_α H_β H_γ	Разные фор- мы	9 $\text{\AA}$, 400 км/сек 6,5 $\text{\AA}$, 400 км/сек 3,5 $\text{\AA}$, 250 км/сек	38 $\text{\AA}$, 1700 км/сек 33 $\text{\AA}$, 2000 км/сек 23 $\text{\AA}$, 1600 км/сек	7 $\text{\AA}$, 300 км/сек 5 $\text{\AA}$, 300 км/сек 7 $\text{\AA}$, 500 км/сек	f
Исаев (Мурманск, СССР, 1956)	H_α	—	—	60 $\text{\AA}$, $\sim$ 3000 км/сек	—	g

б) Допплеровские контуры водородных линий при наблюдении в магнитный горизонт

Автор, место наблюдения	Линия	Тип полярного сияния	Наибольшее уширение контура	Наибольшая лучевая скорость	Литературн. ссылки
Вегард и Квифт (Тромзе, Норвегия, 1950)	H_{β}	—	$\pm 18 \text{ \AA}$	$\pm 1000 \text{ км/сек}$	h
Мейнел (Иерк, США, 1950)	H_{α}	Однородная дуга	$\pm 7 \text{ \AA}$	$\pm 300 \text{ км/сек}$	c
Гартлейн (Арнприор, США, 1950)	H_{α}	Однородная дуга	$\pm 10 \text{ \AA}$	$\pm 450 \text{ км/сек}$	d
Петри и Смолл (Саскатун, Канада, 1952)	$H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}$	Разные формы	до $\pm 10 \text{ \AA}$	—	i
Гальперин (Мурманск, СССР, 1956—1958)	H_{α}	Разные формы	до $\pm 13 \text{ \AA}$ (полуширина $13 \text{ \AA}$)	$\pm 500 \div 600 \text{ км/сек}$ (полуширина $\pm 300 \text{ км/сек}$)	e, f

Литературные ссылки

- a) L. Vegard, «The emission spectra of the night sky and aurorae», Phys. Soc. Gassiot Committee Rep., 1948, p. 82.
b) L. Vegard, Geophys. Publ. 18, № 5 (1952); 18, № 8 (1952).
c) A. B. Meinel, Astrophys. J. 113, 50 (1951).
d) C. W. Gartlein, Phys. Rev. 81, 463 (1951).
e) Ю. И. Гальперин, Астрономич. ж. 34, 131 (1957).
f) Ю. И. Гальперин, Сборник по исслед. ночного неба и полярных сияний. Изд. АН СССР, (в печати) 1958.
g) С. И. Исаев, Физика солнечных корпускулярных потоков и их воздействие на атмосферу Земли. Изд. АН СССР, 1957, стр. 178.
h) L. Vegard and G. Kvifte, Geophys. Publ. 18, № 3 (1951).
i) W. Petrie and R. Small, Astrophys. J. 116, 433 (1952).

Таблица II

Международная шкала яркостей полярных сияний

Балл	Визуальная оценка интегральной яркости	Эмиссия λ 5577 в рэлях
I	Яркость сияния приблизительно равна яркости млечного пути	$1000R=1kR$
II	Яркость сияния соответствует яркости перистых облаков, освещенных полной луной	$10kR$
III	То же—кучевых облаков, освещенных полной луной	$100kR$
IV	Освещенность горизонтальной площадки равна освещенности от полной луны.	$1000kR$

Таблица III

Относительные интенсивности водородных линий H_α и H_β (в фотонах/см² сек)

Автор, место наблюдения	Относит. интенсивность
Фань (см. а) Иеркская obs., США . . .	$Q(H_\alpha) \approx 0,1 \quad Q(5577)$
Мейнел ^b , Иеркская obs., США	$Q(H_\alpha) \approx 2Q(4709)$
Хантен ^c , Саскатун, Канада:	
обычное полярное сияние	$Q(H_\beta)/Q(4709) \approx 0,02 \div 0,15$
слабое мерцающее сияние	$Q(H_\beta)/Q(4709) \approx 10 \div 200$
Вегард и Квифт ^d :	
полярное сияние низких широт (Осло, Норвегия)	$Q(H_\beta) \approx 0,7 \quad Q(4709)$
высокоширотное сияние (Тромзе, Норвегия)	$Q(H_\beta) \approx 0,12 \quad Q(4709)$
Вегард ^e :	
необычайно сильная линия H_α (Тромзе, Норвегия)	$Q(H_\alpha) \approx 0,5 \quad Q(4278)$

Примечание. В качестве линий сравнения взяты полосы первой отрицательной системы азота (0,1) λ 4278 Å и (0,2) λ 4709 Å.

Литературные ссылки

а) J. W. Chamberlain, *Astrophys. J.* 120, 360 (1954).
б) A. B. Meinell, *Astrophys. J.* 113, 583 (1951).
в) D. M. Hunten, *J. Atm. Terr. Phys.* 7, 141 (1955).
г) L. Vegard and G. Kvifte, *Geofys. Publ.* 19, № 2 (1954).
е) L. Vegard, *Geofys. Publ.* 19, № 4 (1955).

Совершенно очевидно, что реальные яркости этих эмиссий могут в отдельных случаях чрезвычайно сильно отклоняться от указанных средних значений.

Гартлейн и Спрэг⁷ обработав полученный ими ряд спектрограмм, сообщили недавно свои оценки интенсивностей водородных линий. По способу получения эти оценки также носят грубо-приблизительный характер, но они все относятся к сияниям более или менее постоянной средней яркости. В том случае, когда эталоном яркости служила зеленая линия ночного неба $\lambda 5577$, средняя поверхностная яркость сияния в линии H_α была найдена равной

$$B(H_\alpha) = 7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек стерад}}.$$

Это соответствует интенсивности в рэляях

$$Q(H_\alpha) \cong 3 \cdot 10^9 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}} = 3kR.$$

При сравнении с неким лабораторным эталоном средняя величина поверхностной яркости в линии H_α была следующей:

$$B(H_\alpha) = 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек стерад}}$$

или $Q(H_\alpha) \cong 1500R$.

Приведем также оценки Хантена³, полученные из измерений фотоэлектрическим спектрометром интенсивности линии H_β :

$$\text{Нормальное полярное сияние } Q(H_\beta) = (1 \div 10) 10^7 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

$$\text{Активные формы } Q(H_\beta) = (3 \div 12) 10^7 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

Наконец, по измерениям Гальперина³⁴, охватывающим десятки случаев, включая большое число сияний слабой и умеренной интенсивности, среднее значение $Q(H_\alpha)$ составляет несколько сот рэлеев, и в отдельных случаях — несколько тысяч.

Возникает вопрос, какова общая энергия, приносимая потоками протонов*) в те слои атмосферы, где разыгрываются полярные сияния, т. е. на высотах примерно 100—110 км и может ли эта энергия оказаться достаточной, чтобы обусловить все последующее развитие процесса? Некоторые ориентировочные оценки показывают, что положение, по-видимому, может быть именно таким, хотя, вообще говоря, вопрос об источниках энергии полярных сияний допускает и совершенно иные решения.

Гартлейн в вышеуказанной работе⁷ отмечает, что при найденной средней интенсивности водородной эмиссии поток протонов со скоростями около 3000 км/сек соответствует появлению электрического тока порядка 10^3 ампер. Такие токи (измеряемые по величине локальных магнитных возмущений) наблюдались неоднократно в зонах полярных сияний.

*) Следует напомнить, что электронная компонента первичного нейтрального потока корпускул будет задерживаться на высоте примерно 500—700 км и, по-видимому, не может быть ответственной за основные явления, разыгрывающиеся значительно ниже. Однако, если справедлива теория проникновения в магнитное поле Земли устойчивых плазменных образований с «вмороженными» магнитными полями³, то в ближайшем будущем можно ожидать определенных изменений во взглядах на этот вопрос.

Омхольт в уже цитированной работе⁶ также обращает внимание, что теоретически рассчитанное число ионизирующих соударений в пучке протонов удовлетворительно согласуется с числом наблюдающихся возбужденных ионизированных молекул азота, и таким образом протонный поток может быть ответственен если не за всю, то по крайней мере за основную часть энергии свечения в полярном сиянии.

После этих вводных замечаний перейдем к обсуждению работ, в которых вопросы возбуждения водородных линий в спектрах полярных сияний рассматриваются подробно.

2. ТЕОРИЯ ВОДОРОДНОЙ ЭМИССИИ В ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЯХ

Формы полярных сияний весьма разнообразны. Появление водородных линий в настоящее время зарегистрировано во всех из них. Более того: имеются данные (и их следует признать достаточно надежными), что водород спектрографически регистрируется иногда даже при отсутствии в данной части неба визуальных признаков сияния.

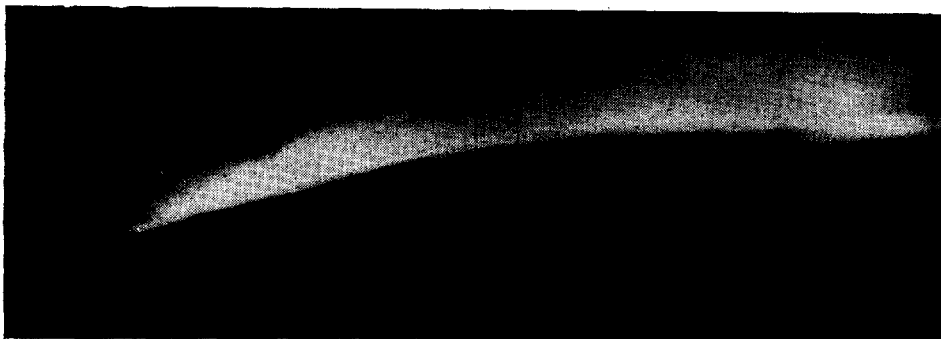


Рис. 4. Панорамный снимок части однородной дуги полярного сияния (западный конец и середина).

Одной из наиболее простых по внешним признакам форм полярного сияния является так называемая однородная дуга, представляющая собой, если она расположена невысоко над горизонтом, свечение в виде широкой правильной дуги, опирающейся своими далеко разнесенными концами на горизонт (рис. 4). Нижний край свечения резко подчеркнут, верхняя граница, наоборот, размыта, и яркость кверху убывает постепенно. Дуга нередко часами стоит неподвижно, или же медленно перемещается к зениту. Однородная дуга, как правило, соответствует начальной фазе полярного сияния. Присутствие водородных линий наблюдается в дугах чаще, чем в других формах, и это дало повод одно время считать их единственным типом сияний, связанным с водородным излучением. Благодаря относительной неподвижности дуг распределение яркости в вертикальном направлении в них довольно хорошо изучено.

Этих причин оказалось достаточно, чтобы, на первых порах, проверка теоретических расчетов, касающихся водородной эмиссии, относилась прежде всего к однородным дугам. В настоящее время «монополия» дуг на появление линий водорода ликвидирована, но сложность и изменчивость других форм сияний таковы, что теория пока еще не может объяснить все их многообразие.

Совершенно очевидно, что реальные яркости этих эмиссий могут в отдельных случаях чрезвычайно сильно отклоняться от указанных средних значений.

Гартлейн и Спрэг⁷ обработав полученный ими ряд спектрограмм, сообщили недавно свои оценки интенсивностей водородных линий. По способу получения эти оценки также носят грубо-приблизительный характер, но они все относятся к сияниям более или менее постоянной средней яркости. В том случае, когда эталоном яркости служила зеленая линия ночного неба $\lambda 5577$, средняя поверхностная яркость сияния в линии H_α была найдена равной

$$B(H_\alpha) = 7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эрз}}{\text{см}^2 \text{сек стерад}}.$$

Это соответствует интенсивности в рэлях

$$Q(H_\alpha) \cong 3 \cdot 10^9 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}} = 3kR.$$

При сравнении с неким лабораторным эталоном средняя величина поверхностной яркости в линии H_α была следующей:

$$B(H_\alpha) = 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эрз}}{\text{см}^2 \text{сек стерад}}$$

или $Q(H_\alpha) \cong 1500R$.

Приведем также оценки Хантена⁸, полученные из измерений фотоэлектрическим спектрометром интенсивности линии H_β :

$$\text{Нормальное полярное сияние } Q(H_\beta) = (1 \div 10) 10^7 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

$$\text{Активные формы } Q(H_\beta) = (3 \div 12) 10^7 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

Наконец, по измерениям Гальперина³⁴, охватывающим десятки случаев, включая большое число сияний слабой и умеренной интенсивности, среднее значение $Q(H_\alpha)$ составляет несколько сот рэлеев, и в отдельных случаях — несколько тысяч.

Возникает вопрос, какова общая энергия, приносимая потоками протонов*) в те слои атмосферы, где разыгрываются полярные сияния, т. е. на высотах примерно 100—110 км и может ли эта энергия оказаться достаточной, чтобы обусловить все последующее развитие процесса? Некоторые ориентировочные оценки показывают, что положение, по-видимому, может быть именно таким, хотя, вообще говоря, вопрос об источниках энергии полярных сияний допускает и совершенно иные решения.

Гартлейн в вышеуказанной работе⁷ отмечает, что при найденной средней интенсивности водородной эмиссии поток протонов со скоростями около 3000 км/сек соответствует появлению электрического тока порядка 10^3 ампер. Такие токи (измеряемые по величине локальных магнитных возмущений) наблюдались неоднократно в зонах полярных сияний.

*) Следует напомнить, что электронная компонента первичного нейтрального потока корпускул будет задерживаться на высоте примерно 500—700 км и, по-видимому, не может быть ответственной за основные явления, разыгрывающиеся значительно ниже. Однако, если справедлива теория проникновения в магнитное поле Земли устойчивых плазменных образований с «замороженными» магнитными полями⁹, то в ближайшем будущем можно ожидать определенных изменений во взглядах на этот вопрос.

И. С. Шкловскому принадлежат первые работы¹⁰, посвященные разбору физической картины возбуждения полярных сияний на основе фундаментальной роли протонов, как возбуждающего агента. Последующие исследования, в общем, подтвердили основные выводы Шкловского, хотя в трактовке отдельных вопросов встретились и некоторые существенные различия.

Первым фактом, на который обращает внимание Шкловский, является то обстоятельство, что возбуждение бальмеровских линий водорода в полярных сияниях не может происходить в процессе рекомбинации протонов со свободными электронами атмосферы или с электронами самого квазинейтрального корпускулярного потока. К этому выводу приводит следующее рассуждение. Если обозначить через N_p концентрацию протонов в солнечном корпускулярном потоке, через n_e — концентрацию свободных электронов в атмосфере, то в столбе воздуха сечением 1 см^2 могло бы возникать в 1 сек не более следующего числа фотонов водородного излучения H_α :

$$Q(H_\alpha) = \int_z^\infty N_p n_e v \sigma dz, \quad (1)$$

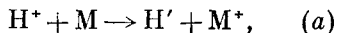
где z — глубина проникновения протонов в атмосферу, v — скорость протонов, σ — эффективное сечение рекомбинации на возбужденный уровень, ответственный за излучение линии H_α . Взяв для N_p , n_e и σ средние значения, и приняв постоянной скорость протонов, можно положить

$$Q(H_\alpha) = \bar{N}_p \bar{n}_e \bar{\sigma} v L, \quad (2)$$

где L — высота однородной атмосферы для уровня, соответствующего принятому значению $\bar{n}_e$.

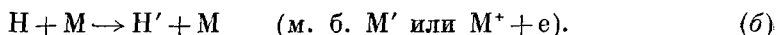
Для числа возбуждаемых фотонов H_α , как мы видели, можно принять цифру порядка $Q(H_\alpha) \cong 10^9 \frac{\text{фотонов}}{\text{сек см}^2}$. Полагая $\bar{n}_e = 10^7 \text{ см}^{-3}$ (такова, по независимым оценкам, максимальная наблюдаемая концентрация электронов в слое E во время полярных сияний), $\sigma = 10^{-21} \text{ см}^2$, $v = 10^8 \text{ см/сек}$, $L = 10^6 \text{ см}$, Шкловский получает, что концентрация протонов в потоке должна была бы быть порядка $N_p \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. Цифру эту следует считать совершенно не реальной, намного превосходящей допустимые концентрации протонов в корпускулярном потоке солнечного происхождения. Это значит, что возбуждение при рекомбинациях со свободными электронами атмосферы не в состоянии обеспечить наблюдаемой интенсивности свечения H_α . Аналогично положение и с рекомбинацией со свободными электронами потока. Положив для квазинейтрального потока $N_p = \bar{n}_e$, получаем, что $N_p \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$, что точно также слишком велико. Отсюда следует, что нейтрализация протонов должна происходить на связанных электронах атмосферы, т. е. в процессе перезарядки протона с нейтральными атомами и молекулами кислорода или азота.

Если это так, то имеется выбор между двумя возможными процессами возбуждения водорода в полярных сияниях: либо в результате непосредственных столкновений протонов с атомами и молекулами воздуха:



т. е., иными словами, в результате перезарядки с возбуждением атома водорода, либо в результате столкновений уже нейтрализовавшихся

атомов водорода (образованных, в основном, при перезарядке без возбуждения, так как эффективное сечение этого процесса наиболее велико)



Под M здесь понимается атом или молекула воздуха, а штрих означает возбужденное состояние.

И. С. Шкловский следующим образом оценивает вероятность обоих этих механизмов возбуждения. Если обозначить среднюю концентрацию протонов в эффективной зоне свечения полярных сияний через N_p , а концентрацию нейтральных невозбужденных атомов водорода через N_H , то отношение числа возбуждений за счет процесса (а) к числу возбуждений за счет процесса (б) будет равно

$$b = \frac{N_p}{N_H} \frac{\sigma_c^{(n)}}{\sigma_e^{(n)}}, \quad (3)$$

где $\sigma_c^{(n)}$ — эффективное сечение перезарядки протона с возбуждением n -ого уровня, $\sigma_e^{(n)}$ — эффективное сечение возбуждения столкновением (того же уровня) для нейтрального атома.

Относительная концентрация протонов и атомов водорода в атмосфере зависит от эффективности двух противоположных процессов: нейтрализации протонов (при этом наиболее эффективно процесс нейтрализации идет за счет перезарядки протонов без возбуждения) и ионизации атомов водорода, продолжающих движение в воздухе практически с теми же скоростями, что и протоны. Отношение N_p/N_H равно отношению вероятностей ионизации водорода и перезарядки протона на основной уровень. Если σ_i — эффективное сечение ионизации нейтрального атома водорода (столкновениями возбужденных атомов водорода можно пренебречь), σ_c — эффективное сечение перезарядки на основной уровень $n=1$, то

$$b = \frac{\sigma_i}{\sigma_c} \frac{\sigma_c^{(n)}}{\sigma_e^{(n)}}. \quad (4)$$

Для точного вычисления этого отношения в настоящее время нет достаточных экспериментальных данных. Фактором, вносящим дополнительную неопределенность, является неизвестная скорость корпускулярного потока. Шкловский полагает, что ее следует считать близкой по порядку величины 10^8 см/сек (1000 км/сек), основываясь на спектроскопических данных и на времени запаздывания магнитных возмущений и полярных сияний относительно начала геоактивных процессов на Солнце. Ряд авторов считает эту цифру слишком низкой, полагая что она противоречит проникающей способности протонов, возбуждающих полярные сияния на среднем уровне 100 — 120 км от поверхности Земли.

Для интервала энергий от 2500 эв до 45 000 эв (это соответствует скоростям протонов от 700 км/сек до 3000 км/сек). Шкловский следующим образом оценивает значение эффективных сечений, входящих в выражение (4).

Эффективное сечение ионизации атома водорода $\sigma_i = 10^{-17}$ см².

Эффективное сечение перезарядки без возбуждения $\sigma_c' = 10^{-15}$ см².

Эффективное сечение перезарядки с возбуждением 3-го уровня водорода $\sigma_c''' = 10^{-17}$ см².

Эффективное сечение возбуждения нейтрального атома водорода на 3-й уровень соударением с тяжелой частицей $\sigma_c''' = 10^{-18} \text{ см}^2$.

Малое эффективное сечение ионизации и возбуждения нейтрального атома водорода при принятых значениях скоростей связано с существованием значительной энергии активации при неупругих соударениях тяжелых частиц. Эффективность соударений быстро падает с уменьшением энергии ниже некоторой критической величины. Необходимая энергия активации тем больше, чем выше потенциал возбуждения или ионизации соударяющейся частицы.

Подставляя указанные значения эффективных сечений в (4), находим $b \approx 0,1$, что означает, что в основном возбуждение атомов водорода в полярных сияниях следует считать происходящим в процессе неупругих соударений нейтрализовавшихся атомов водорода с молекулами и атомами воздуха, возбуждение же при перезарядке играет незначительную роль ($\sim 10\%$ всех возбуждений).

Вследствие того, что сечение перезарядки или захвата электрона на основной уровень водородного атома на два порядка выше, чем эффективное сечение обратного процесса (ионизации), каждый из первичных протонов корпускулярного потока большую часть своего пути в атмосфере совершает в виде нейтрального атома.

Первую нейтрализацию протон должен испытать, пройдя в среднем толщю атмосферы, равную 10^{15} атомов на 1 см^2 . Считая, что число частиц в столбе атмосферы сечением 1 см^2 равно приблизительно $2 \cdot 10^{25}$, получим, что давление на уровне первой перезарядки составляет около 10^{-10} нормального. Это соответствует высоте над уровнем моря порядка 250—300 км^{11*}).

Нейтрализовавшись, атомы водорода уже не испытывают направляющего влияния магнитного поля Земли, но, обладая почти нерастроченным запасом кинетической энергии, будут продолжать двигаться в том же направлении и почти с той же скоростью, что и протоны. Их рассеяние за счет упругих соударений должно быть невелико, благодаря относительно большой скорости движения (вследствие чего преобладают косые соударения). Следующая ионизация водородного атома должна произойти по прохождении им толщи атмосферы, равной, примерно, 10^{17} частиц на 1 см^2 , после чего протон снова весьма быстро нейтрализуется, захватывая электрон у кислорода или азота.

На пути от верхней границы атмосферы до уровня 100 км произойдет около 70 перезарядок, так как эквивалентная глубина пройденного слоя будет равна приблизительно 0,25 см воздуха при нормальных условиях, или $7 \cdot 10^{18}$ молекул в столбе атмосферы сечением 1 см^2 .

Наиболее эффективно перезарядка протонов должна происходить с атомами кислорода, благодаря почти резонансному характеру этого процесса.

Шкловский считает, что описанный выше механизм проникновения протонов в атмосферу может объяснить их проникновение до уровня 100—110 км при относительно небольших скоростях. Иными словами, такая возможность появляется вследствие существования значительной пороговой энергии или энергии активации при неупругих столкновениях тяжелых частиц. Полагая, что при каждом соударении протон теряет на иониза-

*) В последнее время появляется ряд данных (они содержатся, например, в докладе Лагоу, Горовитца и Эйнсворта на Международной геофизической Ассамблее в Торонто в 1957 году), говорящих о больших приливно-отливных процессах в верхней атмосфере, в связи с которыми плотность в верхних слоях, по-видимому, может меняться в несколько раз. Это следует помнить при нижеследующих расчетах.

цию небольшую долю своей энергии, в среднем около 20 эв, Шкловский считает, что на всем пути в атмосфере (около 100 перезарядок) протон с начальной энергией 5000 эв (1000 км/сек) затратит на ионизацию до половины своей энергии. Остальную часть он, очевидно, должен потратить на процессы возбуждения и прочие возможные виды потерь.

Анализ механизма проникновения протонов солнечного происхождения в атмосферу и процессов возбуждения водородной эмиссии в полярных сияниях, начатый Шкловским, продолжается в работах Чемберлена, Бейтса, Омхольта и др. Основное отличие этих работ от работ Шкловского заключается в том, что указанные авторы предполагают большие начальные скорости протонов. (Под начальной скоростью следует понимать скорость, с которой частица входит в атмосферу.) То обстоятельство, что это противоречит времени запаздывания геомагнитных бурь и полярных сияний, осложняет дело. Возможно, однако, что эта трудность только кажущаяся, и может быть устранена учетом ускорения протонов в окрестности Земли под действием некоторых электрических полей.

Составим, следуя Чемберлену¹², баланс населенности n -го возбужденного уровня атомов водорода в определенном слое атмосферы. Если пренебречь возбуждениями при захвате свободных электронов, ввиду малого числа их, то равновесие устанавливается в результате следующих процессов:

а) Перезарядка протонов с атомами и молекулами воздуха с возбуждением n -го уровня водорода. Если: N_p — число протонов в единице объема, N_A — число атомов и молекул воздуха в ед. объема, $\sigma_c^{(n)}$ — эффективное сечение перезарядки с возбуждением n -го уровня водорода и v — скорость протонов, то этот процесс дает за единицу времени следующее число возникающих в возбужденном n -ом состоянии атомов водорода:

$$N_p N_A \sigma_c^{(n)} v. \quad (5)$$

б) Каскадный процесс, т. е. переходы на n -й уровень водорода со всех более высоких уровней. Если $N_{H(n')}$ — число нейтральных атомов водорода в единице объема в возбужденном состоянии $n' > n$ и $A_{n'n}$ — вероятность перехода, то этот процесс дает за единицу времени число атомов в n -ом состоянии, равное

$$\sum_{n'=n+1}^{\infty} N_{H(n')} A_{n'n}. \quad (6)$$

в) Возбуждения на n -й уровень из нейтрального состояния атома водорода за счет соударений с атомами и молекулами воздуха (возбуждением n -го уровня из более низких возбужденных состояний можно пренебречь, так как число атомов в этих состояниях гораздо меньше, чем в основном; некоторые сомнения может вызывать только метастабильный уровень $2s$). Если $N_{H(1)}$ — число атомов водорода в основном состоянии, $\sigma_e^{(n)}$ — эффективное сечение возбуждения нейтрального атома водорода из основного состояния в состояние n , то процесс дает за единицу времени число атомов в n -ом состоянии, равное

$$N_{H(1)} N_A \sigma_e^{(n)} v. \quad (7)$$

г) Суммарный результат этих трех процессов должен уравновешиваться исчезновением возбуждения за счет излучения фотонов бальмеровской серии (деактивацией соударениями можно пренебречь).

Если $N_{H(n)}$ — число атомов водорода в n -ом состоянии в единице объема и $A_{nn'}$ — вероятность перехода с n -го уровня на более низкие ($n' < n$), то число атомов, покидающих n -й уровень вследствие излучения, равно

$$N_{H(n)} \sum_{n'=1}^{n-1} A_{nn'}. \quad (8)$$

В результате получаем уравнение равновесия для n -го уровня

$$N_p N_a \sigma_c^{(n)} v + \sum_{n'=n+1}^{\infty} N_{H(n')} A_{n'n} + N_{H(1)} N_A \sigma_e^{(n)} v = N_{H(n)} \sum_{n'=1}^{n-1} A_{nn'}. \quad (9)$$

Можно положить с достаточной точностью, что количество атомов водорода в основном состоянии $N_{H(1)}$ близко к полному числу всех атомов водорода, и тогда уравнение (9) позволяет вычислить относительное число возбужденных атомов в n -ом состоянии ($N_{H(n)}$), присутствующих на данной высоте в атмосфере

$$\frac{N_{H(n)}}{N_{H(1)}} = \frac{1}{\sum_{n'=1}^{n-1} A_{nn'}} \left\{ \left[\frac{N_p}{N_{H(1)}} \sigma_c^{(n)} + \sigma_e^{(n)} \right] N_A v + \sum_{n'=n+1}^{\infty} \frac{N_{H(n')}}{N_{H(1)}} \right\}. \quad (10)$$

Способ решения подобной системы уравнений, содержащей бесконечное число переменных $n' = n, n+1, \dots$ известен¹³. Параметром, зависящим от высоты и подлежащим независимому определению, является отношение $N_p/N_{H(1)}$ числа протонов к числу нейтральных атомов водорода в корпускулярном потоке. Оно может быть найдено из уравнения ионизационного равновесия

$$\sum_{n'=1}^{\infty} N_p N_A \sigma_c^{(n')} v = N_{H(1)} N_A \sigma_i v. \quad (11)$$

Слева стоит число перезарядок на все уровни от $n=1$ до $n=\infty$, т. е. полное число нейтрализовавшихся протонов, справа — число ионизаций соударениями (в предположении, что соударений с возбужденными атомами водорода мало и ими можно пренебречь). Если считать, что перезарядка с возбуждением маловероятна ($\sigma_c^{(n)}$ мало для $n > 1$), то уравнение (11) упрощается, и мы получаем уже ранее использованное Шкловским соотношение

$$\frac{N_p}{N_{H(1)}} = \frac{\sigma_i}{\sigma_c}. \quad (12)$$

Если пренебречь каскадными процессами, то из уравнения (10) можно найти, что число водородных атомов в состоянии n равно

$$N_{H(n)} = \text{const} [N_p \sigma_c^{(n)} + N_{H(1)} \sigma_e^{(n)}]; \quad (13)$$

или, используя (12):

$$N_{H(n)} = \text{const} [\sigma_i \sigma_c^{(n)} + \sigma_e' \sigma_e^{(n)}]. \quad (14)$$

Первый член в скобках показывает, какая доля атомов в n -ом состоянии обязана процессу перезарядки, второй — возбуждению нейтрального атома из основного состояния. Это тот же самый результат, который получил и Шкловский (уравнение (4)). Справедливость его зависит, очевид-

ным образом, от степени эффективности захватов на возбужденные уровни и от возможности пренебречь каскадными переходами с вышеразположенных уровней.

Чемберлен не приводит в своей статье численных значений эффективных сечений, которые им используются для расчетов, а дает лишь окончательные результаты, вытекающие из решения уравнений (10) — (11). Поэтому получить представление об относительной роли двух основных процессов возбуждения в расчетах Чемберлена непосредственно нельзя. Мы вернемся к этому вопросу несколько позже.

Абсолютное значение интенсивности бальмеровской эмиссии, возникающей в заданном слое атмосферы, можно найти, рассчитав предварительно число образовавшихся возбужденных атомов водорода в 1 см^3 для единичного корпускулярного потока (т. е. потока, состоящего из совокупности протонов и атомов водорода с плотностью потока, равной $1 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$). Обозначая через F плотность потока, имеем

$$F = v(N_p + N_{H(1)}). \quad (15)$$

Из уравнения (11) находится $N_{H(1)}/F$, а затем, имея решение системы (10), можно найти $N_{H(n)}/F$ и интенсивность эмиссии. Для получения необходимых значений $N_{H(n)}/F$ на каждой высоте требуется знать концентрации молекул и атомов воздуха N_A и скорость потока корпускул v . Первую величину можно найти, например, в работе Колмен¹⁴, в которой приведена сводка ракетных данных о верхней атмосфере. Считается, что кислород частично диссоциирован в слое 80—120 км и полностью диссоциирован на высоте более 120 км. Скорость потока v на заданной высоте Чемберлен вычисляет из условий торможения для нескольких различных значений начальной (внеатмосферной) скорости. Данные о зависимости пробег—энергия для протонов в воздухе берутся из лабораторных экспериментов¹⁵. При расчете предполагается, что протоны движутся в вертикальном направлении по параллельным прямолинейным траекториям. В первом приближении это годится для зон полярных сияний, поскольку магнитный зенит там почти совпадает с астрономическим. Строго же говоря, траектории не прямолинейны и там, так как протоны движутся по спиралям, навиваясь на магнитные силовые линии. Однако учет спиральевидности траекторий, будучи довольно сложным, при больших скоростях не должен значительно изменить результат.

Чемберлен произвел расчеты для линии H_α ($n=3$) для пяти значений начальных скоростей протонов. Его результаты приведены в таблице IV и на рис. 5. На этом рисунке по оси ординат отложена высота в км, а по оси абсцисс—число фотонов, эмиттируемых на соответствующих уровнях в атмосфере единичным потоком вертикально движущихся протонов (за 1 сек на интервале высоты в 1 км).

Поскольку при заданной начальной скорости v_0 распределение по высотам эмиссии H_α эквивалентно некоторому распределению по скоростям (то и другое определяется только торможением протонов в атмосфере), полученный результат можно использовать для нахождения доплеровского контура линий. Чемберлен в работе¹⁶ дает следующую аппроксимирующую формулу для интенсивности эмиссии H_α в единичном интервале скоростей:

$$I_0(v) = \text{const} \frac{v^2}{\beta^2} e^{-\frac{v^2}{\beta^2}}. \quad (16)$$

Вид этой функции не зависит от начальной скорости протонного пучка, если начальная энергия больше чем 90 кэв. Параметр β есть скорость, при

Таблица IV
Интенсивность эмиссии фотонов H_{α} единичным протоком протонов

Начальная скорость протонов (км/сек)	Начальная энергия протонов (кэв)	Глубина проникновен. в атмосферу (км)	Интенсивность эмиссии H_{α} в максимуме (фотонов/см ³ /сек)
2 500	34	130	$1 \cdot 10^{-5}$
4 100	93	120	$4 \cdot 10^{-5}$
6 800	240	110	$11 \cdot 10^{-5}$
9 500	475	100	$45 \cdot 10^{-5}$
14 600	1100	90	$240 \cdot 10^{-5}$

которой эмиссия максимальна. Численное значение этой скорости Чемберлен принимает равным 1700 км/сек; Фань и Мейнел¹⁷ на основании лабораторных измерений также дают это значение для максимума функции возбуждения свечения H_{α} в протонном пучке в воздухе.

Сравнение расчетов Чемберлена с имеющимися наблюдениями произведем несколько дальше, а сейчас оценим, насколько они соответствуют ранее рассмотренным результатам Шкловского. Число фотонов, эмиттируемое одним протоном при прохождении через атмосферу, находится как площадь, ограничиваемая каждой из кривых рис. 5. Для протонов с энергией больше 90 кэв число эмиттируемых на всем их пути фотонов в H_{α} не зависит, в первом приближении, от величины начальной энергии и составляет, по Чемберлену, приблизительно 50.

Нетрудно видеть, что при значении эффективного сечения возбуждения нейтрального атома водорода $\sigma_e''' \approx 10^{-18}$ см² (согласно Шкловскому, это основной процесс возбуждения водорода) число фотонов, эмиттируемых одним протоном, должно быть приблизительно на порядок меньше. Таким же оказывается расхождение в оценке числа перезарядок и реионизаций, претерпеваемых протоном на пути через атмосферу. Чемберлен заключает на основании своих расчетов, что протоны должны претерпевать около 700 превращений. Это значит, что эффективное сечение ионизации принимается им близким к 10^{-16} см² (считая, что $\sigma_i \ll \sigma_e$), т. е. на порядок выше, чем у Шкловского. Различие в оценках основных эффективных сечений приводит и к различным взглядам на удельный вес двух возможных механизмов возбуждения водорода. Чемберлен считает основным процессом возбуждения перезарядку протонов на уровне $n > 1$, подкрепляя свое суждение, в частности, следующим: ход кривой

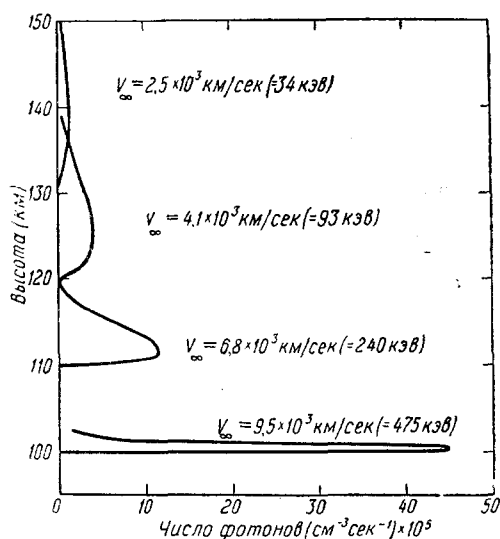


Рис. 5. Теоретические кривые распределения яркости эмиссии H_{α} в дугах полярных сияний по Чемберлену¹². Яркость выражается числом эмиттированных фотонов в 1 см³ в 1 сек при «единичном» потоке корпускул.

яркости полярных сияний по высоте для H_α выше уровня максимума свечения следует приблизительно ходу кривой ионизации воздуха; в области максимума имеется избыточное свечение H_α , а ионизация быстро падает. Отсюда Чемберлен заключает, что в верхней части дуги полярного сияния ответственными за возбуждение линии H_α являются процессы ударной ионизации воздуха (т. е. перезарядка протонов), и лишь в самой нижней области основную роль должно играть возбуждение нейтральных атомов Н из основного состояния. В зоне максимума свечения оба процесса примерно равновероятны.

Сравним теперь оценки плотности корпускулярного потока на уровне свечения полярных сияний по Шкловскому и по Чемберлену.

Считая, что главным процессом является возбуждение нейтрального атома из основного состояния, поверхностную яркость полярного сияния для линии H_α можно найти из выражения

$$B = \frac{h\nu}{4\pi} \int_{S_0}^{\infty} N_{H(1)} N_A v \sigma_e''' dS = \frac{h\nu}{4\pi} \bar{N}_{H(1)} \bar{v} \sigma_e''' \int_{S_0}^{\infty} N_A dS, \quad (17)$$

где $h\nu$ — энергия фотона H_α , S_0 — высота нижнего края сияния, остальные обозначения — прежние. Беря $\bar{v} = 1000$ км/сек, $\sigma_e''' = 3 \cdot 10^{-18}$ см², $S_0 = 115$ км (это дает для интеграла значение примерно $4 \cdot 10^{18}$ молекул на 1 см²) и оценивая световой поток (или поверхностную яркость B) в линии H_α приблизительно как $3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек стерад}}$, Шкловский находит концентрацию водородных корпускул равной $N_{H(1)} = 1$ см⁻³. При выбранной скорости v это означает плотность потока $F = 10^8 \frac{\text{протонов}}{\text{см}^2 \text{ сек}}$.

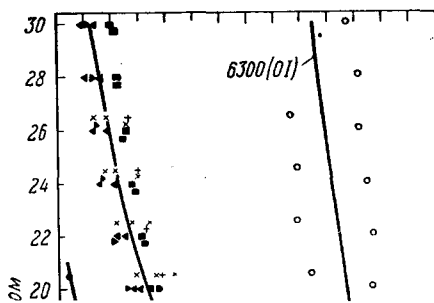
Чемберлен принимает, что интенсивность H_α можно оценить примерно в 1/10 интенсивности зеленой линии (5577 Å). Если считать что в полярных сияниях зеленая линия в среднем в 100 раз ярче, чем в свечении ночного неба (стандартное значение $3 \cdot 10^8 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ сек}}$), то в столбе атмосферы сечением 1 см² во время полярных сияний возникает ежесекундно $3 \cdot 10^9$ фотонов H_α , и это соответствует потоку приблизительно

$$2 \cdot 10^8 \frac{\text{фотонов}}{\text{см}^2 \text{ сек стерад}} \quad \text{или} \quad 6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек стерад}}.$$

Плотность корпускулярного потока получается $6 \cdot 10^7$ см⁻² сек⁻¹ (из расчета 50 квантов на 1 протон), т. е. в общем такая же, как и у Шклов-

не вполне точно отражают процесс проникновения корпускулярного водородного потока в атмосферу, не учитывая каких-то важных черт явления*).

В следующей своей работе¹⁶ Чемберлен сделал попытку исправить недостатки теории, предположив, что расхождение объясняется непараллельностью траекторий протонов, т. е. начальной дисперсией их



В результате такого предположения Чемберлен получил значительно лучшее согласие вычисленных кривых яркости с наблюдаемыми (рис. 8). Здесь имеется, однако, существенное «но»: совпадение было обеспечено некоторым определенным подбором углового распределения начальных скоростей протонов, которое изображено на рис. 9, а аналитически выражается функцией

$$N(\theta) = \text{const } e^{-\frac{\text{tg}^2 \theta}{a^2}}, \quad (18)$$

где θ представляет собой угол, образуемый вектором начальной скорости протона с вертикалью, a^2 есть эмпирически подобранная константа ($a = 8,5$). Согласие с наблюдениями достигается тем, что в пределах от 0° до 60° углы распределены почти равномерно, а довольно значительная доля частиц должна приходиться под углами к вертикали, превышающими 60° . Будучи не вполне удовлетворен таким результатом, Чемберлен в 1957 г. предложил еще один вариант решения, дополнив предположение в дисперсии начальных направлений протонов предположением о том, что оступающий в атмосферу корпускулярный поток содержит частицы различных скоростей²⁶. Однако прежде чем говорить об этой работе, надо указать, что недостаточная удовлетворительность исходных предпосылок предшествующей работы Чемберлена¹⁶ обнаруживается еще и с другой стороны. Речь идет о теоретической форме доплеровского контура водородных линий. Как уже было указано, его можно вычислить, пользуясь уравнением (10). Если все протоны приходят с одинаковой начальной скоростью, то, очевидно, контур определяется только торможением их в атмосфере. Найденный Чемберленом и аппроксимированный согласно уравнению (16) контур H_α в предположении отсутствия дисперсии начальных направлений протонов и при условии, что ось спектрографа направлена на магнитный зенит (т. е. движение протонов происходит вдоль луча зрения), изображен на рис. 10. На том же рисунке дан действительный контур линии H_α , полученный Мейнелом⁴ при спектрографировании в направлении на магнитный зенит. Как легко видеть, расхождение оказывается настолько большим, что попытка удовлетвориться гипотезой вертикального движения протонов оказывается неприемлемой. Сравнение того же расчетного контура с другими наблюдениями, например с контурами

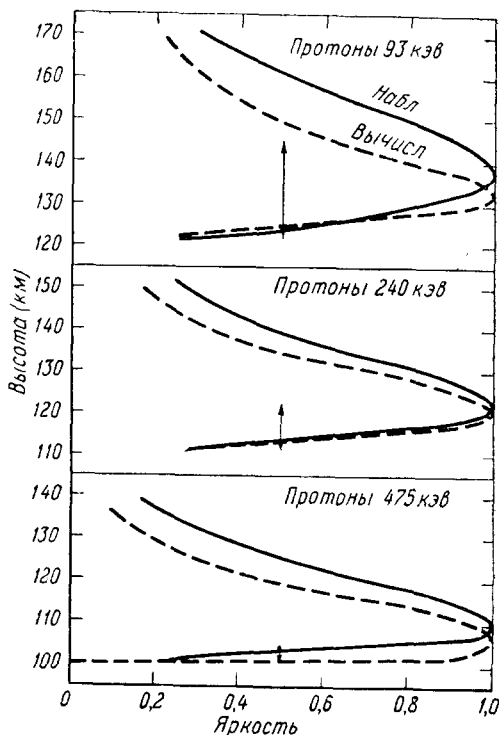


Рис. 8. Теоретическое распределение по высоте яркости водородной эмиссии в дугах полярных сияний при учете дисперсии направлений протонов (пунктир) по Чемберлену¹⁶ и наблюдаемое распределение (сплошные кривые) по Гарангу¹⁹. Стрелка указывает полуширину профиля для «зенитных» протонов.

предположении отсутствия дисперсии начальных направлений протонов и при условии, что ось спектрографа направлена на магнитный зенит (т. е. движение протонов происходит вдоль луча зрения), изображен на рис. 10. На том же рисунке дан действительный контур линии H_α , полученный Мейнелом⁴ при спектрографировании в направлении на магнитный зенит. Как легко видеть, расхождение оказывается настолько большим, что попытка удовлетвориться гипотезой вертикального движения протонов оказывается неприемлемой. Сравнение того же расчетного контура с другими наблюдениями, например с контурами

H_β , полученными Вегардом²⁷ (рис. 11), или контурами H_α , измеренными Гальпериным²⁸ (рис. 12), не дает лучших результатов: во всех случаях наблюдаемый максимум расположен около 300—500 км, а не около 1500 км. Учет дисперсии направлений²⁶ существенно улучшает результат. Это хо-

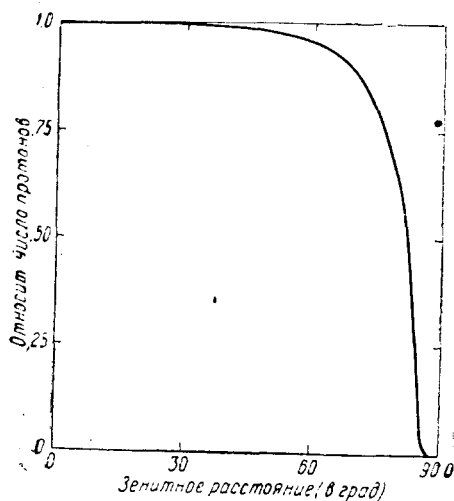


Рис. 9. Угловое распределение скоростей протонов, при котором получены теоретические кривые яркости рис. 8.

рошо видно из рис. 13: максимум контура смещен уже на величину порядка 400—500 км, а общий ход фиолетового крыла контура совпадает, в пределах ошибок измерения, с ходом контура, полученного Мейнелом⁴. Это достигнуто, однако, все тем же искусственным подбором функции распределения протонов по направлениям (18), ибо постоянная a была выбрана именно из условия получения указанного совпадения контуров.

Кажущуюся убедительность подобного подбора функции $N(\theta)$ (т. е. удовлетворительное совпадение с результатами наблюдения, получаемое при этом как для доплеровского контура H_α в зените, так и для кривых распределения интегральной яркости по высоте) опровергают работы Омхольта⁶ и Галперина²⁹. Первый из них повторил с некоторыми уточне-

ниями расчеты Чемберлена¹⁶ для кривых распределения яркости и, кроме того, сохранив исходные предпосылки Чемберлена, рассчитал доплеровский контур линий H_α и H_β для наблюдения в направлении на магнитный горизонт. Сравнение рассчитанного Омхольтом и снятого

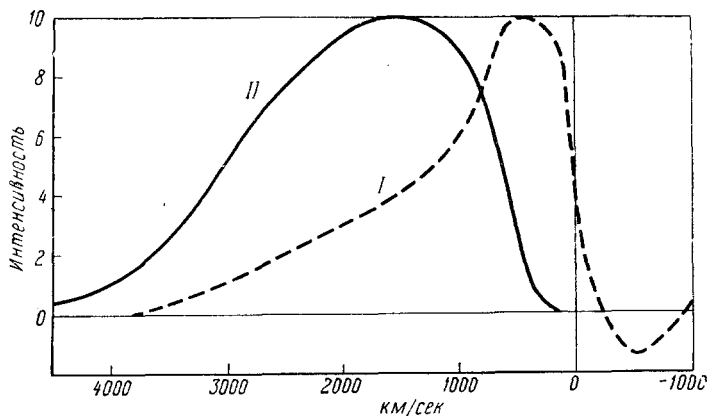


Рис. 10. Теоретический и наблюдаемый контур линий H_α без учета дисперсии направлений протонов: I — наблюдения (Мейнел⁴), II — расчет (Чемберлен¹²).

Мейнелом контуров H_α в магнитном горизонте дано на рис. 14 (контур рассчитывался для протонов с начальной энергией 475 кэв, но, как уже указано, форма доплеровского контура остается постоянной, пока начальная энергия превышает 90 кэв, меняется только граница проникнове-

ния протонов). Полученная в предположении функции распределения (18) доплеровская ширина контура оказалась превосходящей измеренную значительно больше, чем это можно объяснить экспериментальными

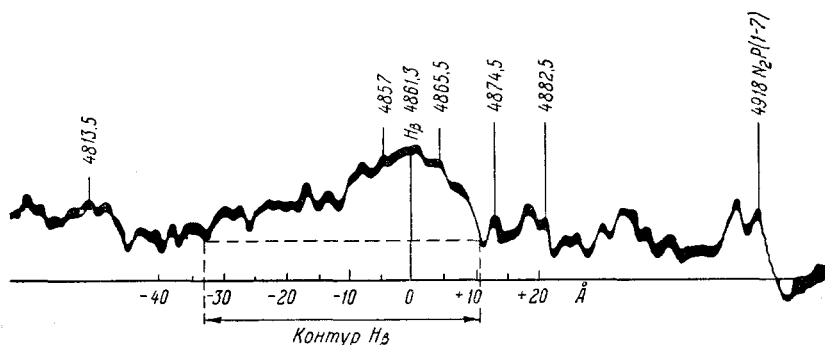


Рис. 11. Микрофотограмма линии H_β и ее сглаженный контур (Вегад³³).

ошибками. Отсюда Омхольт делает заключение о необходимости учитывать в корпускулярном потоке существование протонов с разными энергиями.

Гальперин²⁹, как и Омхольт, попытался уточнить расчеты Чемберлена, оставаясь на основе предположения об одинаковости начальных скоростей

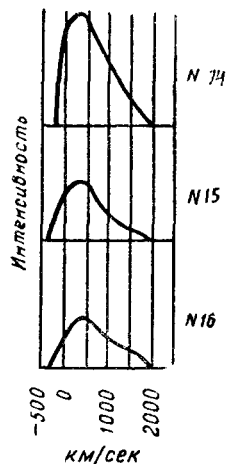


Рис. 12. Сглаженные контуры линии H_α по трем независимым спектрограммам (Гальперин²⁸).

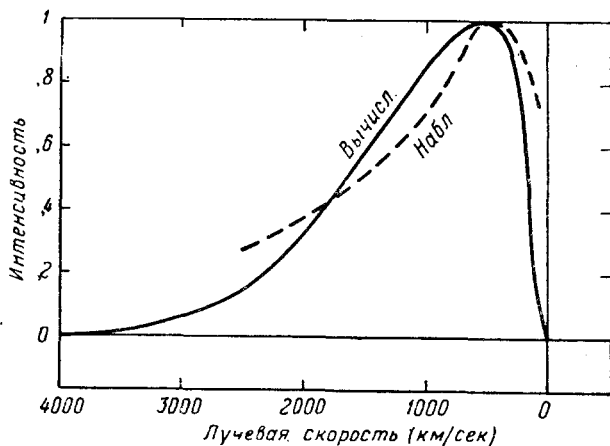


Рис. 13. Форма теоретического контура H_α по Чемберлену¹⁶ при учете дисперсии направлений вторгающихся протонов.

всех входящих в атмосферу протонов. Используя полученные им при спектрографировании сияний (в 1956—1957 гг.) контуры водородных линий как в магнитном зените, так и магнитном горизонте, он сделал попытку, не отказываясь от функции распределения (18), найти параметры α и β , которые удовлетворили бы наблюдаемым контурам в обоих случаях.

Полученные им значения параметров оказались резко отличными от тех, которые принимались Чемберленом и Омхольтом. А именно: оказалось, что α должно иметь значение порядка 1,5÷3,5, а β (скорость, отвечающая максимуму функции возбуждения) заключена в пределах 450÷650 км/сек.

Последнее обстоятельство означает, что необходимо на порядок уменьшить величину энергии протона, соответствующую максимуму эффективного сечения возбуждения. По мнению Гальперина, это не может иметь места (в частности, этому противоречат вышеуказанные эксперименты Фаня и Мейнела¹⁷ и некоторые др. наблюдения).

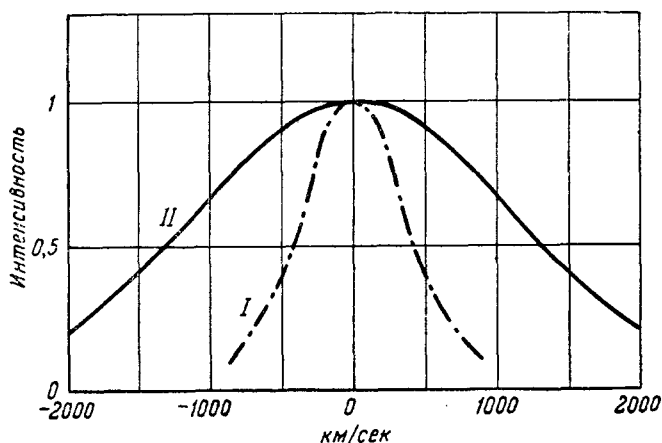


Рис. 14. Доплеровские контуры H_{α} в направлении на магнитный горизонт: I — наблюдаемый контур (Мейнел⁴), II — теоретический (Омхольт⁶).

Попытка исправить дело учетом красного крыла доплеровского контура (для чего Гальперин формально ввел некоторую новую функцию распределения по углам, включающую углы $> 90^{\circ}$) не улучшает дела. Это приводит автора к заключению, что одновременно, при одной и той же функции $N(\theta)$, удовлетворить обоим контурам невозможно. Но отсюда неизбежно следует, что поскольку наблюдаемое в «зенитном» контуре H_{α} смещение максимума (300—500 км) не удастся объяснить угловой дисперсией протонов, в приходящем корпускулярном потоке должны реально присутствовать в соответствующей пропорции протоны с малыми (< 2000 км/сек) скоростями.

Таким образом, мы видим, что теория возбуждения водорода в полярных сияниях, основанная на предположении о моноэнергетичности вторгающегося в атмосферу пучка протонов, по-видимому, не вполне успешно справляется со всеми фактами, и это заставляет авторов ряда работ искать выхода путем введения в рассмотрение дисперсии скоростей.

Но прежде чем перейти к этому вопросу, рассмотрим кратко еще две работы, в которых к анализу кривых распределения яркости и доплеровских контуров привлечен новый элемент, а именно неоднородность магнитного поля Земли. Последнее обстоятельство, как известно, приводит к тому, что траектории корпускул, имеющих возможность, согласно известным условиям Штермера, приблизиться к магнитному диполю, являются в достаточной близости от диполя суживающимися спиралями. Те корпускулы, которые не успевают израсходовать своей энергии во время движения в атмосфере по нисходящей спирали, могут достигнуть «точки отражения», где вектор скорости их становится перпендикулярным направлению силовых линий, и откуда корпускулы начинают удаляться от диполя по восходящей спирали.

Расчеты с учетом спиралевидности траекторий производились Морель-Виар³⁰ и Багаряцким³¹. Они были сделаны на основе аппроксимации

поля магнитного диполя в околополярной области Земли полем монополя.

Морель-Виар рассчитала кривые распределения яркости в полярном сиянии по высоте для случая интегрального свечения, яркость которого можно принять (см. ²⁵) пропорциональной ионизации, производимой протонами, и для случая свечения водорода в линии H_α . Она рассматривала моноэнергетический ($E_i = 480$ кэв) пучок протонов, входящих на высоте 500 км в атмосферу под всевозможными углами от 0 до 70° (по отношению к магнитной силовой линии) и движущихся по спиральям. Результат расчета приведен на рис. 15. Кривая I (интегральное свечение) дает улучшение по сравнению с аналогичной кривой по Бейтсу и Гриффингу (II) в смысле большей «размазанности» излучения по высотам. Однако, как отмечает Морель-Виар, этого все-таки недостаточно для полного согласия с наблюдениями». Кривая III для водородной эмиссии у Морель-Виар также несколько лучше той, которая получена Чемберленом ¹⁶ и примерно соответствует результату Омхольта ⁶.

Багаряцкий ³¹, заменив магнитный диполь монополем, произвел расчет доплеровского контура H_α для случая спиральных траекторий. Учет неоднородности магнитного поля позволил ему построить контур, в формировании которого участвуют как нисходящие ветви спиралей (фиолетовое доплеровское смещение), так и восходящие (красное смещение). Это сделано без каких-нибудь других предположений о начальной функции распределения протонов по углам, кроме следующего: на бесконечности угловая дисперсия начальных скоростей стремится к нулю и возникает только вблизи монополя благодаря конечному поперечному сечению пучка. Функция распределения по углам у Земли будет при этом близка к $\cos \theta$.

Полученный контур изображен на рис. 16 в сравнении с наблюдаемыми контурами, приводимыми Мейнелом ⁴ и Вегардом ^{32*}). Красное крыло доплеровского контура, если его согласно рассматриваемым расчетам считать обязанным только наличию восходящих частей траекторий протонов (такое мнение в свое время высказывалось, например, Вегардом), весьма мало. Оно не объясняет наблюдаемого в действительности очень значительного красного смещения при спектрографировании в направлении на магнитный зенит, и вновь заставляет обратиться к предположению, что существенную роль должно играть рассеяние протонов в атмосфере.

Мы подошли теперь к вопросу о дисперсии модуля скоростей частиц в корпускулярном потоке, проникающем в верхнюю атмосферу Земли.

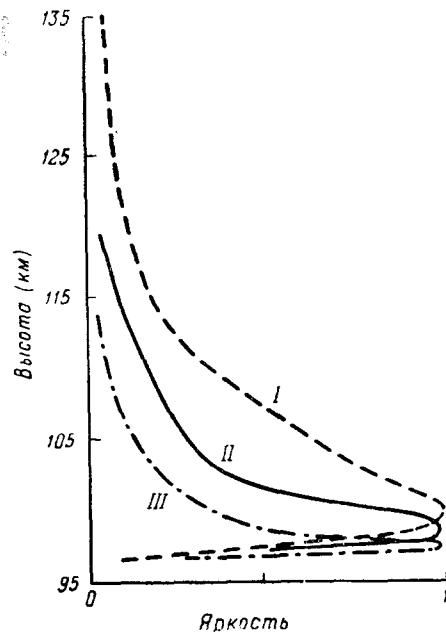


Рис. 15. Кривые распределения яркости полярного сияния по высоте с учетом неоднородности магнитного поля Земли по Морель-Виар³⁰.

*) Значительно лучшее согласие расчетного контура получается при сравнении его с контурами H_α , наблюдавшимися Гальпериным ³⁴.

К выводу об одновременном присутствии в геоактивном потоке частиц с разными скоростями приводит, как мы видели, анализ спектроскопических данных о скоростях водородных атомов.

Непосредственное измерение доплеровских спектрограмм H_α и H_β указывает на широкий спектр скоростей протонов в момент их высвечивания. При наблюдении в магнитный зенит, максимум контура водородной линии приходится на скорости в несколько сот (300—400) километров в секунду, «хвост» же скоростей тянется примерно до 2000 км/сек*) и имеются также скорости, близкие к нулю и отрицательные (уширение контура в красную сторону).

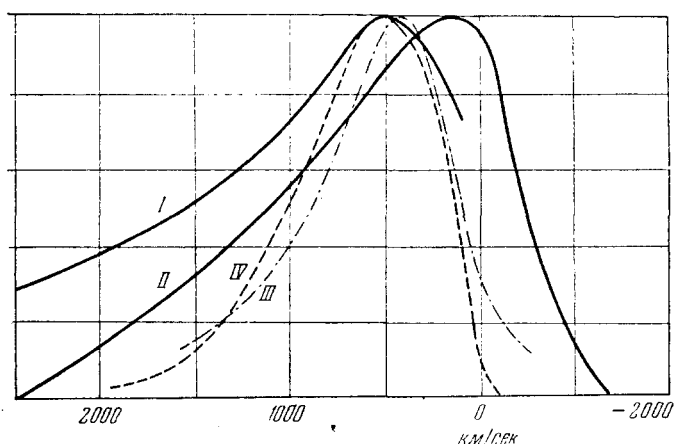


Рис. 16. I—контур H_α Мейнела, II—контур H_β Вегарда, III—контур H_α Гальперина, IV—расчетный водородный контур Багаряцкого.

Еще до того как появилась возможность производить сопоставления двух типов наблюдаемых контуров (магнитный зенит—магнитный горизонт), были высказаны две точки зрения на происхождение спектра наблюдаемых скоростей.

Согласно первой доплеровский контур водородной линии отражает распределение начальных скоростей протонов в солнечном корпускулярном потоке. Такого взгляда придерживается, в частности, Шкловский¹⁰. Другое объяснение формы контура заключается в предположении о постепенном торможении в атмосфере первоначально однородного корпускулярного потока, все частицы которого вне атмосферы обладают одинаковой начальной скоростью. Ряд аргументов в пользу такого взгляда принадлежит Бейтсу³³. Каждой точке доплеровского контура должна в этом случае, соответствовать вполне определенная высота уровня излучения в атмосфере. Спектрографирование в зенитном направлении приводит к наложению эмиссий всех высот и к образованию суммарного доплеровского контура. Наблюдение же эмиссий H_α или H_β вблизи магнитного горизонта должно, очевидно, давать различные контуры в зависимости от высоты свечения.

Этот простой по идее опыт, однако, в чистом виде довольно трудно выполнить, поскольку при наблюдении на горизонте сияние имеет небольшую угловую протяженность по высоте, а его подвижность наряду с дли-

*) На широко известной спектрограмме Мейнела⁴ до 3300 км/сек, но это единственный случай.

тельностью экспозиции (~ 1 час) лишает получаемые спектры необходимой однозначности.

Важным для теории полярных сияний обстоятельством является то, что дисперсия скоростей по модулю, если она существует, не может возникать без наличия вблизи Земли тех или иных механизмов ускорения корпускул. Вероятно, конечно, что в процессе выброса корпускул Солнцем возникают частицы с разными скоростями. Изменение скоростей в отдельных частях выброшенной струи может затем происходить и в процессе ее движения. Это должно осуществляться хотя бы по причине, указанной еще Шустером³⁵: по мере вытягивания струи, состоящей из заряженных частиц, ее магнитная энергия растет быстрее, чем увеличивается длина струи, и при этом обязательно будет иметь место торможение части корпускул. Но следует учесть также тот очевидный факт, что в полете одновременно должна происходить «сортировка» корпускул по скоростям.

Если активная область, из которой Солнцем выбрасывается корпускулярный поток, не точка, то в любой момент в любом сечении потока, кроме его лобового фронта, будут присутствовать корпускулы, обладающие несколькими различными скоростями. Величину этой дисперсии скоростей можно приближенно подсчитать³⁶. Если предположить направление выброса частиц из экваториальных областей Солнца строго радиальным, а выброс непрерывным и равномерным, то дисперсия модулей скоростей частиц в потоке вблизи орбиты Земли будет определяться выражением:

$$\frac{v_{\max}}{v_{\min}} \leq 1 + \frac{t_0}{S} v_{\max}. \quad (19)$$

Здесь $v_{\max}$ и $v_{\min}$ — максимальная и минимальная скорости частиц в данном сечении потока, t_0 — время прохождения активной области через центральный меридиан Солнца, S — радиус орбиты Земли. Приняв, например, что активная область имеет размеры, близкие к размерам среднего солнечного пятна (поперечник $\sim 20\,000$ км), получим, что при $v_{\max} = 1000$ км/сек

$$\frac{v_{\max}}{v_{\min}} \approx 1,07,$$

а при $v_{\max} = 10\,000$ км/сек

$$\frac{v_{\max}}{v_{\min}} \approx 1,7.$$

Таким образом, при отсутствии ускоряющих механизмов можно ожидать, что в составе корпускулярных потоков вблизи Земли не должно наблюдаться одновременное присутствие частиц, скорости которых отличались бы более чем в полтора-два раза. При малых скоростях оказывается почти справедливым предположение о моноэнергетичности потока вторгающихся частиц. (Это не означает, конечно, что энергия частиц во всем потоке постоянна: с течением времени энергия достигающих Земли частиц уменьшается; при этом дисперсия скоростей сперва растет до указанных величин, а затем падает.)

Приведенный расчет справедлив только для узконаправленных потоков, с которыми, по-видимому, как указывает Мустель³⁷, бывают обычно связаны сильные геомагнитные возмущения с внезапным началом. При возмущениях с постепенным началом такой резкой направленности потоков не должно быть и, как отмечает Мустель, скорости частиц должны быть в них относительно малы.

Таким образом, из анализа спектроскопических материалов, относящихся к водородному свечению в полярных сияниях, довольно определенно вытекают два важных заключения: во-первых, о том что должна существовать дисперсия скоростей в потоке частиц, вторгающихся одновременно в зоны свечения полярных сияний, во-вторых (если верно первое), о существовании определенных механизмов ускорения частиц вблизи Земли.

Оба эти вывода содержатся также и в появившейся недавно работе Чемберлена²⁶, о которой было упомянуто раньше. Чемберлен, принимает в этой работе функцию распределения корпускул по зенитным углам в виде

$$\eta(\theta) = \text{const} \cos \theta. \quad (20)$$

(Это означает, что вдали от Земли поток принимается квазипараллельным, а магнитное поле Земли в некоторой небольшой области отождествляется с полем монополя.)

Для плотности потока частиц, приходящих на горизонтальную площадку, это дает функцию

$$N(\theta) = \text{const} \cos^2 \theta. \quad (21)$$

Опираясь с этой функцией распределения протонов по углам, Чемберлен находит, что можно одновременно и достаточно хорошо удовлетворить следующим требованиям:

а) построить правильный теоретический доплеровский контур водородных линий для случая наблюдения в магнитный зенит;

б) сделать то же для случая наблюдения в направлении на магнитный горизонт;

в) построить правильную теоретическую кривую распределения яркости сияния (дуги) по вертикали, если предположить наличие дисперсии скоростей вида

$$N_1(v) = \text{const} v^{-2}. \quad (22)$$

Это означает, что Чемберлен, как и Гальперин²⁹, не видит возможности объяснить наблюдаемый доплеровский контур H_α (H_β и т. д.) иначе, как допуская, что в потоке присутствуют протоны с малыми начальными скоростями ($v < 2000$ км/сек).

Каким образом эти протоны могут достигать обычных высот свечения полярных сияний, если, по лабораторным данным, им для этого требуется энергия на порядок выше? Здесь заключено основное и пока что неразрешенное противоречие, с которым приходится иметь дело теории спектров полярных сияний. Разгадка его, очевидно, приведет к существенным сдвигам в понимании механизма возбуждения и природы полярных сияний.

Нам остается рассмотреть еще одну работу по теории возбуждения водорода в полярных сияниях, принадлежащую перу одного из авторитетнейших специалистов по физике верхней атмосферы, английскому геофизику Д. Р. Бейтсу.

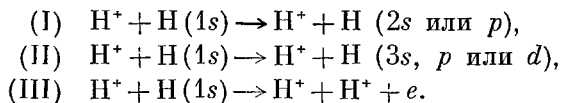
Потребность в надежных сведениях относительно эффективных сечений соударений между атомными и ионными системами при энергиях, характерных для обсуждаемых нами процессов, явилась побудительной причиной для постановки серии вычислений. Эта работа была предпринята Бейтсом с группой сотрудников (некоторые измерения и расчеты опубликованы также Джексоном и Шиффом³⁸).

Результаты вычислений эффективных сечений соударений тяжелых частиц относятся пока лишь к простейшим случаям, охватывая процессы с участием только протона и атома водорода. В 1955 г. Бейтсом³³

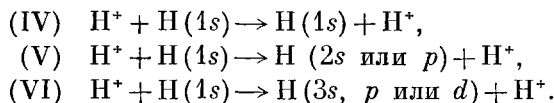
опубликована работа, в которой он пытается применить найденные эффективные сечения к вопросу о проникновении протонов корпускулярного потока в атмосферу.

Были рассчитаны эффективные сечения для следующих элементарных процессов:

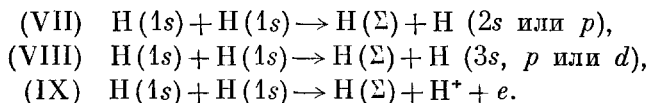
а) возбуждение и ионизация протонами атомов водорода согласно реакциям:



б) перезарядка протонов с атомами водорода согласно реакциям:



в) возбуждение и ионизация нейтральными атомами водорода атомов водорода же согласно реакциям:



Знак Σ означает любое состояние водородного атома.

Расчеты производились в борновском приближении, почему результаты пригодны только для энергий, превышающих 30 кэв. Однако Бейтс полагает, что при 10 кэв ошибки еще должны быть пренебрежимо малы; результаты же для области энергии около 3000 эв (скорость протона ~ 750 км/сек) могут оказаться завышенными по сравнению с действительными в несколько раз.

Графики зависимости эффективного сечения σ от энергии соударения E_i приведены на рис. 17—19.

Полученные сечения соударений H и H^+ в водороде, естественно, не могут быть непосредственно применены для исследования столкновений этих же частиц с молекулами и атомами воздуха. Общий характер зависимости σ от E_i , однако, должен сохраняться, в том числе, как считает Бейтс, и для резонансного процесса (IV), так как для него в воздухе имеется аналог в виде перезарядки протона с атомом кислорода



поскольку энергии ионизации H и O почти точно совпадают.

Основываясь на экспериментальных результатах, Бейтс считает, что для перехода к эффективным сечениям в воздухе (в расчете на одну «среднюю» молекулу воздуха) надо увеличить полученные сечения приблизительно в 6 раз. Таким образом, идеализированная задача о проникновении пучка протонов в газовую среду, состоящую из атомов водорода, может дать довольно хорошее представление о характере процессов, происходящих в воздухе.

Из эффективных сечений перезарядки (рис. 18) и ионизации (рис. 19) легко рассчитать равновесную долю протонов $\Phi(\text{H}^+)$ и нейтральных атомов $\Phi(\text{H})$ при прохождении пучком среды. Результат может быть представлен в виде зависимости этого отношения от энергии частиц. Он изображен на рис. 20. Перезарядка с участием возбужденных атомов в расчет

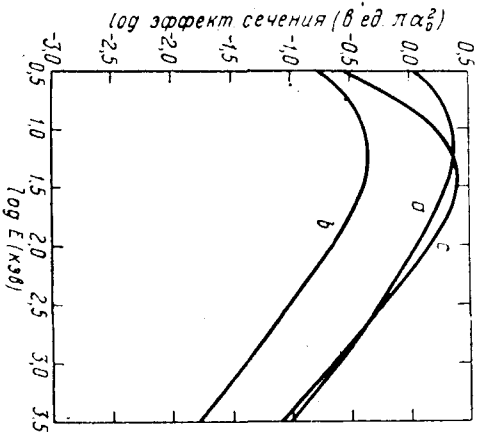


Рис. 17. Эффективные сечения для реакций I—III; a — реакция I, b — реакция II, c — реакция III. Длина πa_0^2 равна $8,8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

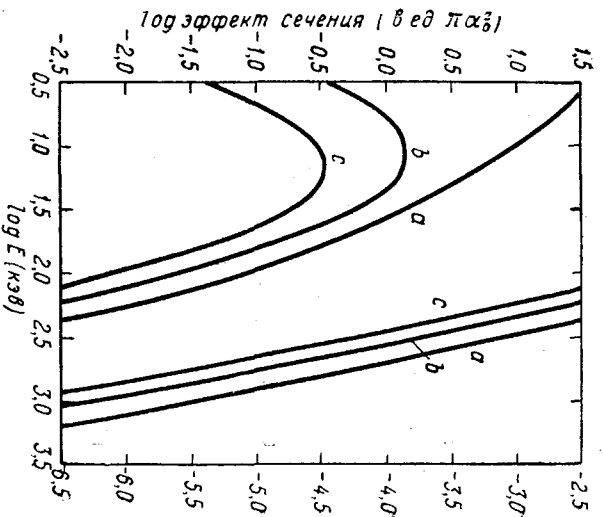


Рис. 18. Эффективные сечения для реакций IV—VI: a — реакция IV, b — реакция V, c — реакция VI (правая часть графика представляет собой продолжение левой).

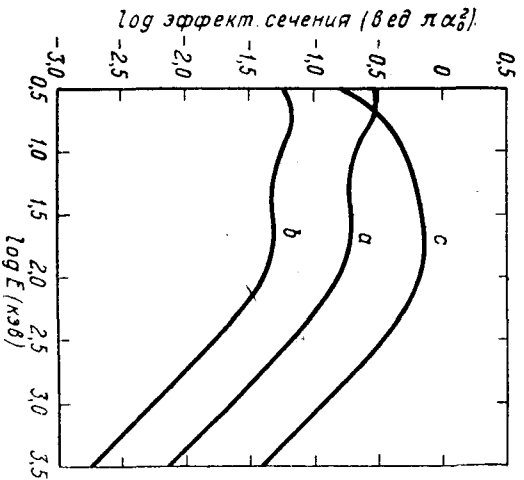


Рис. 19. Эффективные сечения для реакций VII—IX; a — реакция VII, b — реакция VIII, c — реакция IX.

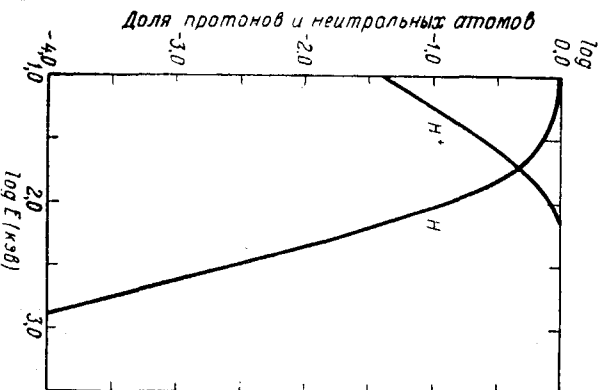


Рис. 20. Равновесная доля протонов и нейтральных атомов в протонном пучке, проходящем через среду атомарного водорода.

не принималась в силу малого времени жизни последних. При небольших энергиях подавляющая масса частиц находится в нейтральном состоянии в соответствии с тем, что эффективное сечение ионизации много меньше, чем эффективное сечение перезарядки протона. Доля H^+ и H становится одинаковой, когда энергия достигает приблизительно 50 $\kappa эв$ ($v \approx 3000$ $\kappa м/сек$). При больших значениях энергии соударений в пучке остаются главным образом протоны, ибо сечение перезарядки чрезвычайно быстро падает с увеличением скорости сталкивающихся частиц.

Пользуясь функциями $\Phi(H^+)$ и $\Phi(H)$, можно дать ответ на поставленный выше вопрос об относительной эффективности возбуждения водородных атомов потока из нейтрального состояния или при перезарядке протонов (для рассматриваемого случая движения пучка протонов через атомарный водород).

Среднее эффективное значение сечения возбуждения на 3-й уровень водородных атомов в пучке, состоящем из протонов и нейтральных атомов, получим, написав

$$\bar{\sigma} = \sigma_c''' \Phi(H^+) + \sigma_e''' \Phi(H). \quad (23)$$

Это выражение аналогично (13), т. е. также не учитывает каскадных переходов. Первый член соответствует возбуждению при перезарядке, второй—при соударениях нейтральных атомов.

Кривая зависимости $\bar{\sigma}$ от E_i приведена на рис. 21. Следующий рис. 22 показывает, как изменяется роль каждого из процессов в зависимости от энергии.

Таким образом, при сравнительно малых значениях энергий вторгающихся протонов, как это и предполагает Шкловский, возбуждение при перезарядке должно играть незначительную роль, основным механизмом будет являться возбуждение нейтрализовавшихся атомов водорода. Начиная с энергией около 30 $\kappa эв$, перезарядка с возбуждением становится приблизительно столь же эффективной, как и возбуждение нейтральных атомов.

Бейтс также произвел подсчет числа фотонов H_α , эмиттируемых одним протоном на его пути через атмосферу, что нетрудно сделать, зная зависимость $\bar{\sigma}$ от энергии. Результаты для протонов различной начальной энергии E_i приведены в таблице V.

Таблица V

Число фотонов H_α , образуемых одним протоном в атмосфере, и средняя энергия, расходуемая на образование одного фотона

E_i энергия вторгающихся протонов ($\kappa эв$)	$h_{мин.}$ нижняя граница проникновения протонов в атмосферу ($\kappa м$)	$S(H_\alpha)$, число фотонов H_α на один протон	$\epsilon(H_\alpha)$, средняя энергия, расходуемая на один фотон ($эв$)
5	135	—	—
25	120	20	$1 \cdot 10^3$
200	105	50	$4 \cdot 10^3$
1000	90	50	$2 \cdot 10^4$
4000	75	50	$8 \cdot 10^4$

Как видим, при изменении начальной энергии в широких пределах число эмиттируемых фотонов мало меняется. Зато рассчитанная в послед-

нем столбце таблицы средняя энергия $\varepsilon(H_\alpha) = \frac{E_i}{S(H_\alpha)}$, затрачиваемая протоном на эмиссию одного фотона, быстро растет с глубиной проникновения, что, как будто, должно указывать на увеличение относительной доли водородной эмиссии в высоких сияниях.

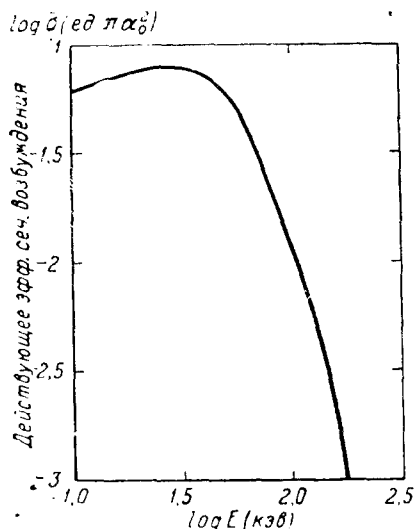


Рис. 21. Действующее эффективное сечение для возбуждения 3-го уровня водорода.

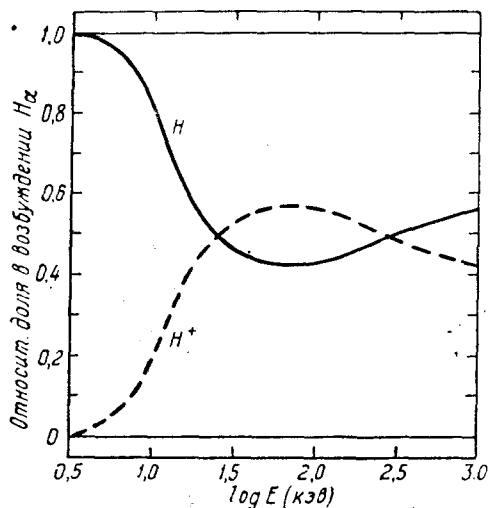


Рис. 22. Относительная доля процессов перезарядки (кривая H^+) и неупругих соударений нейтральных атомов (кривая H), в возбуждении 3-го уровня водорода.

Этот интересный результат Бейтса неожиданно оказывается в хорошем согласии со статистическими результатами наблюдений Гальперина³⁴, согласно данным которого присутствие водорода часто отмечается в высотных красных формах полярных сияний, и нередко также в тех случаях, когда другие эмиссии отсутствуют. Широкое исследование условий, при которых наблюдается появление водорода в полярных сияниях, и анализ этих условий совместно с данными геомагнитных наблюдений, а также с данными о вариациях плотности и температуры в верхних слоях атмосферы, что ныне оказывается возможным благодаря запуску искусственных спутников Земли,—одна из важнейших и актуальных задач Международного геофизического года.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Открытие доплеровского смещения в водородных линиях полярных сияний, указывающее на реальное присутствие движущихся к Земле протонов в районах свечения полярных сияний, явилось важным фактом в геофизике и гелиофизике. До этого все заключения о воздействии на верхнюю атмосферу Земли корпускулярных потоков Солнца могли рассматриваться только как результат хотя и несомненных, но косвенных наблюдений. В доплеровски смещенных и уширенных бальмеровских линиях водорода корпускулярный агент полярных сияний оказывается, по-видимому, непосредственно наблюдаемым. Трудно думать, что протоны составляют единственный компонент корпускулярных потоков. Представляется очень вероятным, что в нейтральной, движущейся по

направлению к Земле плазме, должны присутствовать наряду с протонами и электронами также ионы гелия—второго по обильности элемента солнечной оболочки. Обнаружение гелия в свечении полярных сияний является важной задачей сегодняшнего дня*).

Ценность результатов, достигнутых спектроскопическими исследованиями водорода в полярных сияниях, будет подчеркнута, если вспомнить, что имевшие место попытки выяснить природу геоактивных корпускул на основании изучения географического распределения сияний, глубины проникновения, широтных и временных эффектов и т. д., в общем не давали ни разу сколько-нибудь удовлетворительных результатов. Точно также не удавались до последнего времени неоднократно предпринимавшиеся лабораторные попытки связать наблюдаемые эмиссии спектра полярных сияний с определенными условиями возбуждения. Сейчас многое стало яснее, чем раньше, и, в частности, окрепла та точка зрения, что в возбуждении целого ряда основных эмиссий спектра полярных сияний непосредственную роль играют не прямые соударения с частицами первичного корпускулярного потока, а вторичные процессы. Но до создания законченной картины физических условий возбуждения сложной и изменчивой гаммы эмиссий полярного сияния в настоящее время еще далеко.

Дальнейшая работа будет вестись на базе нового, значительно более богатого материала, который несомненно доставят широко поставленные наблюдения во время Международного геофизического года.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. Vegard, *Nature* **144**, 1089 (1939).
2. L. Vegard, *Geofysiske Publ.* **12**, № 14 (1940); **13**, № 5 (1941); *Nature* **165**, 1012 (1950); *Comptes Rendus* **230**, 1884 (1950); *Ann. de Géophys.* **6**, 157 (1950).
3. C. W. Gartlein, *Trans. Amer. Geophys. Un.* **31**, 18 (1950); *Memoires Soc. Roy. Sci. Liège* **12**, Fas. 1—11, 195 (1952).
4. A. B. Meinel, *Science* **112**, 590 (1950); *Astrophys. J.* **113**, 50 (1951).
5. D. M. Huntен, F. E. Roach, J. W. Chamberlain, *J. Atm. Terr. Phys.* **8**, 345 (1956).
6. A. Omholt, *J. Atm. Terr. Phys.* **9**, 18 (1956).
7. C. W. Gartlein and G. Sprague, *J. Geophys. Res.* **62**, 521 (1957).
8. D. M. Huntен, *J. Atm. Terr. Phys.* **7**, 141 (1955).
9. С. Б. Пикельнер, *Физика солнечных корпускулярных потоков и их воздействие на атмосферу Земли*. Изд. АН СССР (1957), стр. 105.
10. И. С. Шкловский, *ДАН СССР* **81**, 367 (1951); **81**, 925 (1951); *Известия Крым. Астрофиз. обсерват.* **8**, 51 (1952).
11. С. К. Митра, *Верхняя атмосфера*, ИЛ, 1955, стр. 532.
12. J. W. Chamberlain, *Astrophys. J.* **120**, 360 (1954).
13. D. H. Menzel and J. G. Baker, *Astrophys. J.* **86**, 70 (1937).
14. H. K. Kallman, *J. Geophys. Res.* **58**, 209 (1953).
15. Cork, Jones, Jorgensen, *Phys. Rev.* **91**, 1417 (1953); Reynolds, Dunbar, Wenzel, Whaling, *Physical Rev.* **92**, 742 (1953); Jesse and Sadauskis, *Phys. Rev.* **78**, 1 (1950).
16. J. W. Chamberlain, *Astrophys. J.* **120**, 566 (1954).
17. C. Y. Fan and A. B. Meinel, *Astrophys. J.* **118**, 197 (1953).
18. L. Vegard, *Geofys. Publ.* **1**, № 1 (1920); *Ann. der Phys.* **50**, 853 (1916).
19. L. Harang, *Geofys. Publ.* **16**, № 6 (1945).
20. L. Harang, *J. Atm. Terr. Phys.* **9**, 157 (1956).
21. L. Harang, *Geofys. Publ.* **20**, № 5 (1958).
22. D. K. Berkeley and C. W. Gartlein, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liège* **12**, Fas. 1—11, 199 (1952).
23. Н. В. Джорджо, *Изв. АН СССР, сер. геофизическая*, № 5, 692 (1957).

*) В низкоширотном сиянии 10—11 февраля 1958 года, наблюдавшемся под Москвой, в Звенигороде (на станции Института физики атмосферы), по предварительным сообщениям была обнаружена резонансная линия гелия $\lambda 10\,830 \text{ \AA}$ ³⁹.

24. A. B. Meinel, Mem. Soc. Roy. Sci. Liège 12, Fas. 1—11, 203 (1952).
 25. D. R. Bates and G. Griffing, J. Atm. Terr. Phys. 3, 312 (1953).
 26. J. W. Chamberlain, Astrophys. J. 126, 245 (1957).
 27. L. Vegard, Geofys. Publ. 18, № 5, 1952; 18, № 8 (1952).
 28. Ю. И. Гальперин, Астрономич. журнал 34, 131 (1957).
 29. Ю. И. Гальперин, Астрономич. журнал. 35, № 3 (1958).
 30. J. Morel—Viard, Comptes Rendus 243, 292 (1956).
 31. Б. А. Багаряцкий, Астрономич. журнал 35, № 1 (1958).
 32. L. Vegard, Geofys. Publ. 19, № 9 (1956).
 33. D. R. Bates, Ann. de Geophysique 11, 253 (1955).
 34. Ю. И. Гальперин (в печати), 1958.
 35. A. Schuster, Proc. Roy. Soc. A85, 44 (1911).
 36. Б. А. Багаряцкий, Астрономич. журнал 35, № 2 (1958).
 37. Э. Р. Мустель, Астрономич. журнал 34, 120 (1957).
 38. J. D. Jackson and H. Schiff, Phys. Rev. 89, 359 (1953); Canad. J. Phys. 32, 60 (1954); 32, 393 (1954).
 39. А. В. Мионов, В. С. Прокудина, Н. Н. Шефов, Сборник по исслед. ночного неба и полярных сияний. Изд. АН СССР (в печати), 1958.
-