

УДК 523.9-7

## РАСЧЕТ СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ $H_{\alpha}$ , ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПРОТОНАМИ, ВО ВСПЫШКАХ СОЛНЦА

© 2021 г. М. Б. Шапочкин<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup>МОО Московское физическое общество, Москва, Россия

\*E-mail: labex@yandex.ru

Поступила в редакцию 13.01.2020 г.

После доработки 16.11.2020 г.

Принята к публикации 16.12.2020 г.

Приводится оригинальный аналитический расчет степени линейной поляризации линий  $H_{\alpha}$  во время солнечных вспышек, вызванной анизотропными протонами, когда в хромосфере Солнца температура тепловых протонов больше температуры тепловых электронов. Анализируются зависимости степени линейной поляризации от параметров функции распределения тепловых и нетепловых протонов во время вспышек Солнца. Обсуждается диагностика вспышечной плазмы.

DOI: 10.31857/S000462992104006X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Диагностика потоков протонов в солнечных вспышках посредством детектирования электромагнитного излучения может быть построена на наблюдениях степени линейной поляризации линии атома водорода  $H_{\alpha}$ , расположенной в видимой области спектра [1–13]. Результаты наблюдения за потоками протонов на Солнце позволяют создать модели предсказания протонных событий на Земле [15, 16].

Подавляющее большинство авторов едины во мнении, что степень линейной поляризация излучения  $H_{\alpha}$  имеет место в результате возбуждения-выстраивания состояний при столкновении атома водорода в основном состоянии с частицами, имеющими анизотропное распределение. Между тем вопрос о том, какие частицы, электроны или протоны, определяют поляризацию излучения, остается открытым. Так, в работе [1] при обсуждении степени поляризации линий водорода в хромосфере Солнца высказывается предположение, что протоны с энергией от 10 до 100 КэВ являются хорошими кандидатами на ударную поляризацию. К аналогичному выводу пришли авторы работы [2] в результате анализа измеренной поляризации излучения  $H_{\alpha}$ . По мнению Эну и Карлицкого [3], “если X-гау излучение во время вспышек по времени совпадает с возникновением поляризованного излучения  $H_{\alpha}$ , тогда наиболее вероятно, что степень линейной поляризации от 5 до 10% объясняется столкновением с протонами”. В работах [8] при обсуждении

результатов наблюдения поляризации вспышки 1 мая 2001 г. наиболее вероятный выбор был также сделан в пользу возбуждения водорода протонами [см. также 10–12].

Таким образом, многие исследователи вспышек Солнца [1–13] наблюдаемую поляризацию излучения  $H_{\alpha}$  от 2 до 10% объясняли столкновениями с протонами.

Вместе с тем не все астрофизики склонны объяснять возникновение поляризации  $H_{\alpha}$  столкновением с протонами. В работах [4] и [7] при обсуждении результатов наблюдения поляризации величиной 2–6% во время солнечных вспышек 19 июня 2001 г. предлагается механизм возбуждения как столкновением с электронами, так и с протонами. В свою очередь, согласно Степану и др. [9], “поляризация имеет иной источник нежели столкновения с протонами” и “потоки протонов солнечных вспышек не лучшие кандидаты для объяснения поляризации”.

Целью статьи является демонстрация возможностей аналитического расчета степени линейной поляризации линии водорода  $H_{\alpha}$  с целью нахождения параметров функции распределения потока протонов в области наблюдения свечения. Для этого выполнен расчет степени линейной поляризации  $H_{\alpha}$ , обусловленной столкновениями атомов водорода с потоком протонов с использованием математического аппарата атомной матрицы плотности [20, 21]. Сечение возбуждения-выстраивания  $H_{\alpha}$  выражается через сечение возбуждения  $H_{\alpha}$  и степень линейной поляризации

$N_\alpha$  [22]. Аналитические выражения для степени линейной поляризации и сечения возбуждения перехода “нормируются” с учетом данных пучковых экспериментов. Как станет ясно из дальнейшего изложения, аналитические выражения для полного сечения [23] и степени линейной поляризации перехода, найденные в пучковом эксперименте [24], позволяют рассчитать в общем аналитическом виде степень линейной поляризации излучения  $N_\alpha$ , вызванной потоком протонов во вспышках Солнца. При этом нами будет принято во внимание, что поток протонов преимущественно распространяется в радиальном направлении [7, 9]. При расчете предполагается, что имеет место цилиндрическая симметрия [20]. Кроме того, для простоты расчет степени линейной поляризации излучения вспышек хромосферы Солнца будет выполняться для угла наблюдения  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  (нормальное направление) к направлению анизотропного потока [20].

## 2. МОДЕЛЬ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ПРОТОНОВ

В хромосферной плазме имеет место состояние “non-LTE” с температурой протонов  $T_0$  [1–13], и функция распределения протонов по энергии отличается от максвелловской ввиду слабой анизотропии, вызванной потоком частиц. Исходя из этих соображений, выберем функцию распределения в виде [25]

$$f(\epsilon, \theta, \phi) = \frac{N_t}{4\pi} f_t(\epsilon) + N_{nt} f_{nt}(\epsilon, \theta) f_{nt}(\epsilon), \quad (1)$$

где  $N_t$  – концентрация тепловых протонов,  $f_t(\epsilon)$  – максвелловская функция распределения для тепловых протонов с температурой  $T_0$ :

$$f_t(\epsilon) = 2\pi^{-1/2} T_0^{-3/2} \sqrt{\epsilon} \exp\left(-\frac{\epsilon}{T_0}\right), \quad (2)$$

$N_{nt}$  – концентрация нетепловых протонов,  $f_{nt}(\epsilon)$  – энергетическая составляющая функции распределения нетепловых протонов. Она описывается степенной функцией вида [25]:

$$f_{nt}(\epsilon) = \frac{\delta - 1}{\epsilon_1} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_1}\right)^{-\delta}, \quad (3)$$

где  $\epsilon_1$  (“low cut-off energy”) и  $\delta$  (спектральный индекс) – константы распределения [5–7, 9]. Для проведения расчетов угловая зависимость задавалась в виде [25]:

$$f_{nt}(\epsilon, \theta) = \begin{cases} \frac{a+1}{2\pi} \cos^a \Theta & \text{для } 0 < \Theta \leq \frac{\pi}{2}, \\ 0 & \text{для } \frac{\pi}{2} \leq \Theta \leq \pi, \end{cases} \quad (4)$$

где  $a = \frac{\bar{\epsilon}}{\epsilon_2}$  и  $\epsilon_2$  – константа анизотропии, определяющая питч-угол  $\Theta$ ,  $\bar{\epsilon}$  – средняя энергия степенного распределения  $f_{nt}$  (3).

В работе [10] уделено большое внимание обсуждению процессов, которые влияют на величину питч-угла потока протонов, распространяющихся в хромосфере в радиальном направлении. В частности, отмечалось, что неупругие столкновения протонов с атомами приводят к рассеянию на небольшой угол. Протоны с энергией от 10 до 100 КэВ эффективно взаимодействуют с альфвенскими волнами, что приводит к их изотропизации. Таким образом, величина питч-угла потока протонов различных энергетических интервалов может меняться по мере распространения в хромосфере. Поскольку при вычислении аналитических выражений интегрирование будет вестись в интервале энергий от порогового до бесконечно большого значения энергии протонов, мы будем говорить об “эффективной” величине питч-угла потока, единого для всего диапазона энергий протонов в той области пространства хромосферы, излучение которой регистрируется.

Таким образом, с учетом вышесказанного модельное описание потока протонов имеет шесть параметров –  $T_0$ ,  $N_t$ ,  $N_{nt}$ ,  $\epsilon_1$ ,  $\delta$  и питч-угол  $\Theta(\epsilon_2)$ .

### 2.1. Параметры рассматриваемой модели

Свечение линий атома водорода наблюдается как в хромосфере, так и в прилегающей “переходной области” между короной и хромосферой [17]. Во время вспышек на Солнце температура протонов “нижних слоев” вблизи хромосферы составляет  $(10-30) \times 10^3$  К [18, 19]. В “верхних слоях”, прилегающих к короне [14–16], температура протонов во время вспышек на Солнце достигает значений от 10 до 30 МК. Следует отметить, что параметры наблюдаемой вспышки могут значительно отличаться от параметров предыдущей вспышки [14–19], поэтому ниже приводятся возможные диапазоны параметров модели потока протонов:

- температура тепловых протонов  $T_0 = 1-3$  эВ [17, 18];
- концентрация тепловых протонов  $N_t = 10^{11}-10^{12}$  см<sup>-3</sup> [2, 9, 11, 15];
- концентрация нетепловых протонов с энергией  $E = 10-100$  кэВ  $N_{nt} = 10^7-10^8$  см<sup>-3</sup> [9, 10];
- нижний предел энергии нетепловых протонов (“low cut-off energy”)  $\epsilon_1 = 1-200$  кэВ [7, 9, 15, 16];
- максимальная энергия нетепловых протонов  $\epsilon_{\max} = 0.4-1$  ГэВ [14, 16, 34];

- спектральный индекс нетепловых протонов  $\delta = 1.5-5$  указывается в работе [2, 7, 9, 14];
- величина питч-угла  $\Theta = 40-85^\circ$ , что соответствует поляризации, не превышающей 5% [2].

### 3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ И СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ $H_\alpha$ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ПУЧКОМ ПРОТОНОВ

Существенной методической особенностью диагностики по линии  $H_\alpha$  является наличие семи близко расположенных спектральных переходов в одной линии, т.е. когда семь спектральных переходов линий  $H_\alpha$  регистрируются как единое целое. Используем для случая столкновения с протонами полуэмпирическое эффективное сечение возбуждения и эффективную степень линейной поляризации линии  $H_\alpha$ .

Возбуждение атома водорода ударом протона сопровождается потерей протоном небольшой доли энергии и рассеянием его на небольшой угол, меньший, чем при столкновении атома водорода с электроном. Сечение возбуждения с ростом энергии протона изменяется “обычным” образом. Сечение растет с увеличением энергии, а достигнув максимума, уменьшается при больших энергиях. Квантовомеханический расчет сечения возбуждения состояний атома возможен, например, в рамках борновского приближения, когда скорость налетающего протона  $v_p$  много больше скорости атомного (возбуждаемого) электрона  $v_a$ .

Для проведения аналитических расчетов степени линейной поляризации излучения спектральной линии  $H_\alpha$ , возбуждаемой потоками протонов во вспышках Солнца, в настоящей статье использовались экспериментальные сечения возбуждения линии  $H_\alpha$  при столкновении атомов водорода с пучком протонов, измеренные в работах [26, 27], и аналитическая формула, интерполирующая сечение при столкновении с протонами (5). Она получена по результатам расчета в борновском приближении [29]. Параметры аналитической формулы определялись в результате сравнения с экспериментом. Такой подход расширяет область энергий протонов, где применимо аналитическое описание сечения.

Представляет интерес сравнение сечений возбуждения как пучком протонов, так и пучком электронов. На рис. 1 приводится сечение для протонов [27] (изображено квадратиками) в масштабе энергий  $\epsilon_{p\text{отн}} = \epsilon_p m_e / m_p$ . Экспериментальное сечение возбуждения электронами [28] изображено звездочками. Для удобства сравнения се-

чение возбуждения протонами разделено на 2.85, т.е. сечение для электронов в максимуме в 2.85 раза меньше чем сечение для протонов. Сплошные кривые – результаты расчетов в борновском приближении [23, 29], интерполирующие сечения для протонов и электронов энергии  $\epsilon$  согласно выражению

$$\sigma(\epsilon) = A Q_\chi(\gamma_0, \gamma_1) \Phi(C, \phi, \epsilon). \quad (5)$$

Здесь

$$A = \pi a_0^2 \left[ \frac{Ry}{\epsilon_1 - \epsilon_0} \right]^2 \left( \frac{\epsilon_1}{\epsilon_0} \right)^{3/2},$$

$\epsilon_1$  (это обозначение уже было введено, см. формулу 3) и  $\epsilon_0$  – энергии верхнего и нижнего уровней атома водорода,  $\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_0$  – энергия перехода (для возбуждения частицей из основного состояния атома она называется пороговой),  $Ry$  – единица Ридберга [23],  $Q_\chi(\gamma_0, \gamma_1)$  – угловой коэффициент,

$$\Phi(C, \phi, \epsilon) = C \frac{1}{u + \phi - 1} \sqrt{\frac{u-1}{u}}, \quad (6)$$

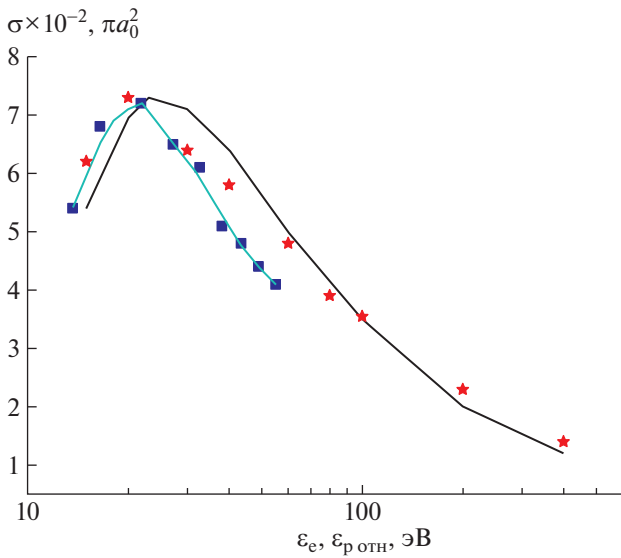
где  $u = \frac{\epsilon}{\Delta\epsilon}$ , а параметры  $C$  и  $\phi$  табулируются [23].

Для угла наблюдения  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  при значениях  $C = 2.63$  и  $\phi = 1$  погрешность описания согласно (5,6) составляет не более 10%.

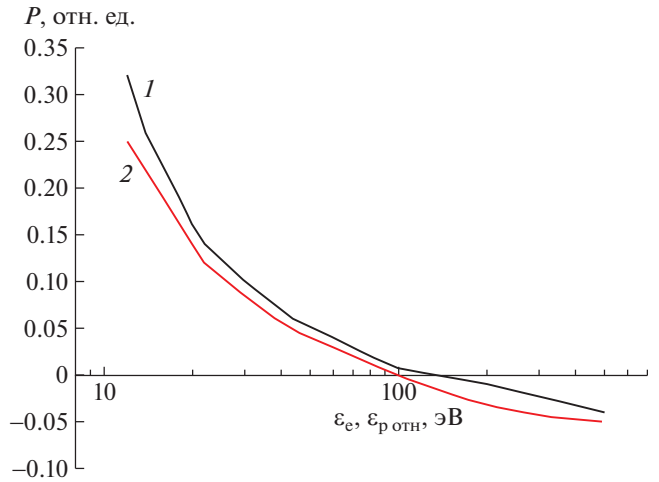
Из анализа рис. 1 видно, что имеет место хорошее согласие результатов экспериментов и расчетов для протонов в диапазоне энергий от 20 до 200 КэВ и электронов в диапазоне энергий от 10 до 80 эВ. Это иллюстрирует тот факт, что сечения возбуждения протонами и электронами ведут себя подобно в масштабе скоростей сталкивающихся частиц.

Эффективная степень линейной поляризации линии  $H_\alpha$ , возбужденной пучком протонов из основного состояния атома, измерялась в работе [30]. Поскольку представляет интерес сравнение степени линейной поляризации при возбуждении как пучком протонов, так и пучком электронов, на рис. 2 приводится степень линейной поляризации при столкновении с протонами [30] (изображено нижней кривой 2) в масштабе энергий  $\epsilon_{p\text{отн}} = \epsilon_p m_e / m_p$ . Поляризация при возбуждении электронами [31] изображена верхней кривой 1.

Для практических целей удобно использовать аналитическую интерполяционную формулу для степени линейной поляризации излучающих переходов [24], основанную на методе Борна. Экспериментально измеренная степень линейной поляризации при возбуждении пучком протонов хорошо описывается аналитической интерполя-



**Рис. 1.** Сечение возбуждения линии  $H_\alpha$  (размерность  $\pi a_0^2$ ) электронами и протонами (в масштабе энергий  $\epsilon_{p \text{ отн}} = \epsilon_p m_e/m_p$ ) из основного состояния атома водорода. Звездочки – сечение возбуждения электронным ударом (экспериментальные данные работы [28]); квадратики – сечение возбуждения протонным ударом, умноженное на 34 (экспериментальные данные работы [27]), сплошные линии – теоретические расчеты в Борновском приближении.



**Рис. 2.** Степень линейной поляризации линии  $H_\alpha$  (относительные единицы) при возбуждении из основного состояния атома водорода электронами и протонами (в масштабе энергий  $\epsilon_{p \text{ отн}} = \epsilon_p m_e/m_p$ ). Верхняя кривая (1) – возбуждение электронами [31], нижняя кривая (2) – возбуждение протонами [30].

ционной формулой с параметрами  $P_0 = 25\%$  и  $\epsilon_0 = 180$  кэВ ( $\epsilon_{0 \text{ р отн}} = 98$ ), где  $P_0$  – значение поляризации при пороговом значении энергии перехода  $\epsilon_0$  (это обозначение уже использовалось) – энергия протонов, при которой поляризация меняет знак. Для повышения точности описания эффективной степени линейной поляризации линии  $H_\alpha$  интерполяционная формула была модифицирована и приняла вид [24]

$$R(\epsilon) = R_0 \frac{\ln(\epsilon_0/u)}{\ln(\epsilon_0 u^{1.4})}. \quad (7)$$

Погрешность описания поляризации составляет не более 5%.

#### 4. РАСЧЕТ СТЕПЕНИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ $H_\alpha$ , ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПРОТОНАМИ

В рамках “прямой” задачи рассчитывается степень линейной поляризации излучения вспышек по известному сечению возбуждения (5), степени линейной поляризации линии  $H_\alpha$  (7) и по заданным параметрам модели функции распределения потока протонов. В рамках “обратной” задачи по измеренной степени линейной поляриза-

ции можно определить параметры анизотропного распределения потока протонов.

Аналитическое выражение для расчета степени линейной поляризации для угла наблюдения  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  с учетом выражения для квадрупольного момента функции распределения протонов  $f_{2+}^{(2)}(\epsilon)$  имеет вид:

$$P = \frac{2I_1}{(n_p/2)I_0 + 2I_1}, \quad (8)$$

где  $n_p = N_i/N_{nt}$  – отношение числа тепловых протонов к числу нетепловых протонов,

$$I_0 = \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} \sigma(\epsilon) f_i(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon, \quad (9a)$$

$$I_1 = \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} \frac{\sigma(\epsilon) P(\epsilon) f_{nt}(\epsilon)}{1 - P(\epsilon)/3} \sqrt{\epsilon} d\epsilon. \quad (9b)$$

Структура выражения (8) аналогична приводимой в работах [2, 5, 6, 9, 20]. Для расчета значения  $I_0$  и  $I_1$  в явном виде подставляем в (8):

– выражение для полного сечения возбуждения линии  $H_\alpha$   $\sigma(\epsilon)$  (5) и степени линейной поляризации излучения  $P(\epsilon)$  (7) для угла наблюдения  $90^\circ$ ,

– функцию распределения Максвелла для тепловых протонов  $f_i(\epsilon)$  (2) и функцию распределения для нетепловых протонов  $f_{nt}(\epsilon, \Theta)$  (3, 4).

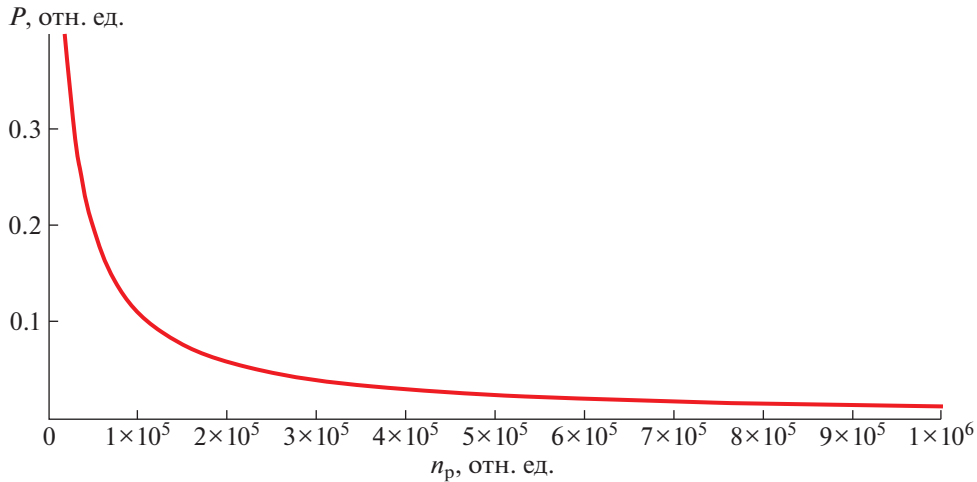


Рис. 3. Зависимость степени линейной поляризации хромосферы от параметра  $n_p$  для  $\delta = 2.1$ ,  $\epsilon_1 = 2$  кэВ и  $\Theta = 41^\circ$ .

Результат вычисления  $I_0$  определяется  $\Delta\epsilon$  и  $T_0$ , а  $I_1$  зависит от  $\Delta\epsilon$ ,  $P_0$ ,  $\epsilon_0$ ,  $\Theta(\epsilon_2)$  и  $\delta$ .

Анализ выражения (8), первого слагаемого в знаменателе позволяет сделать вывод, что учет тепловых изотропных протонов уменьшает величину поляризации. Влияние параметров тепловых протонов  $n_p$ ,  $T_0$  отражено в табл. 1 и на рис. 3.

Полученное аналитическое выражение для поляризации излучения позволяет проанализировать поведение поляризации как функции параметров распределения тепловых и нетепловых протонов. Поскольку характеристики атомной системы  $\Delta\epsilon$ ,  $P_0$  и  $\epsilon_0$  заданы, то выражение поляризации определяется пятью параметрами, описывающими поток протонов:  $n_p$ ,  $T_0$ ,  $\epsilon_1$ ,  $\delta$  и  $\Theta(\epsilon_2)$ .

Для проведения аналитических расчетов степени линейной поляризации излучения вспышек Солнца согласно выражению (8), использовался пакет прикладных программ MATHCAD, позволяющий не только проводить численные расчеты, но и делать графические построения.

В качестве примера рассчитаем степень линейной поляризации  $H_\alpha$  для параметров функции распределения протонов (1). Используем величины  $T_0 = 2$  эВ и  $\epsilon_1 = 2$  кэВ. Поскольку интегрирование (9) ведется во всем диапазоне значений энергии нетепловых протонов, выбираем степенное распределение нетепловых протонов со спектральным индексом  $\delta$ , описывающим протоны от энергии “low cut-off energy”  $\epsilon_1$  до энергии  $\epsilon_{\max}$ . Средняя энергия  $\bar{\epsilon}$  степенного распределения  $f_{nt}$  (3) находится как

$$\bar{\epsilon} = \int_{\epsilon_1}^{\infty} \epsilon f_{nt}(\epsilon) d\epsilon = \frac{\delta - 1}{\delta - 2} \epsilon_1. \quad (11)$$

Для расчета величины  $\delta$  будем считать, что  $\epsilon_{\max} = 2\bar{\epsilon}$ . Тогда для приведенного диапазона величин  $\epsilon_{\max}$   $\delta$  будет иметь значение, близкое к  $\delta = 2$ . Принимая во внимание диапазон значения  $\delta$ , приведенный в работе [14], выполним расчеты для  $\delta = 2.1$ . Расчет выполним для величины питч-угла  $\Theta = 41^\circ$  [2]. Относительную концентрацию протонов, равную отношению концентрации тепловых протонов к концентрации нетепловых, выбираем  $n_p = 2 \times 10^5$ . Рассчитанная величина поляризации  $H_\alpha$  для области вспышки с такими параметрами потока протонов равна  $P = 5.9\%$ .

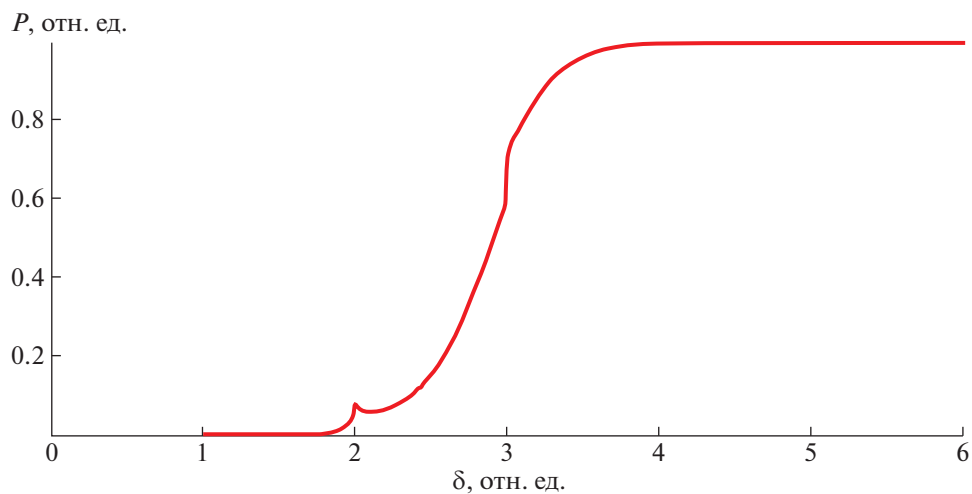
Расчеты показали, что величина поляризации зависит от значения температуры тепловых протонов по закону, близкому к  $(T_0)^{-4}$ .

Аналитический расчет позволяет решить “обратную задачу”, а именно по заданной поляризации определить параметры распределения потока протонов. Например, если значение наблюдаемой во время вспышки степени линейной поляризации линии  $H_\alpha$  для угла наблюдения  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  равна 2%, то из приведенной зависимости поляризации от питч-угла (рис. 6) видно, что величина питч-угла равна  $\Theta = 71^\circ$ . При этом подразумевается, что остальные параметры распределения остались прежними.

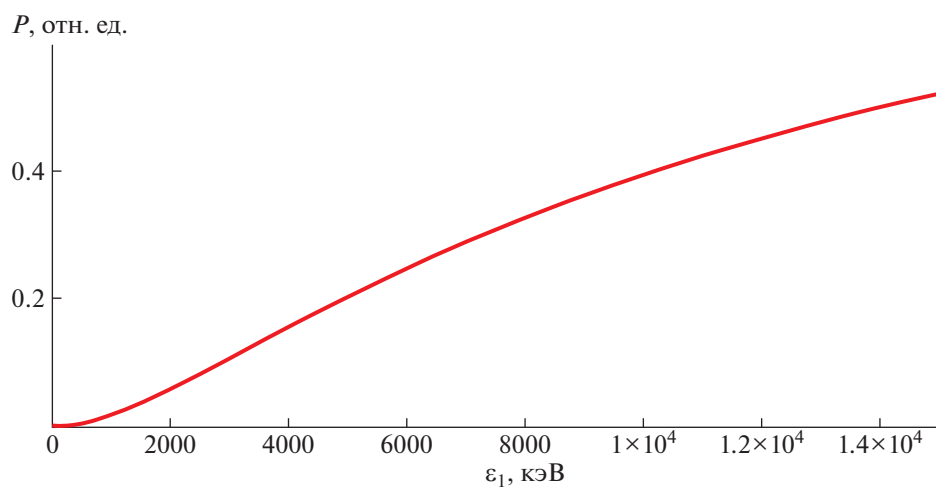
На рис. 3–6 приводится зависимость степени линейной поляризации  $H_\alpha$  от  $n_p$ ,  $\delta$ ,  $\epsilon_1$  и  $\Theta$ .

### 5. СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ПРЕДЫДУЩИХ РАСЧЕТОВ

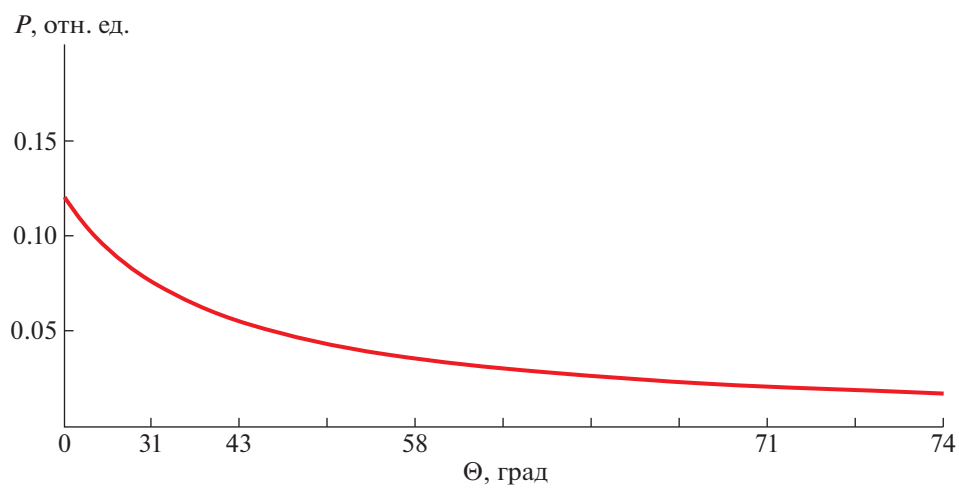
Приведенные в настоящей статье выражения для расчета степени линейной поляризации (8), (9) базируются на математическом аппарате



**Рис. 4.** Зависимость степени линейной поляризации хромосферы от параметра  $\delta$  для  $\varepsilon_1 = 2$  кэВ и  $\Theta = 41^\circ$ .



**Рис. 5.** Зависимость степени линейной поляризации хромосферы от параметра  $\varepsilon_1$  для  $\delta = 2.1$  и  $\Theta = 41^\circ$ .



**Рис. 6.** Зависимость степени линейной поляризации хромосферы от параметра  $\Theta$  для  $\delta = 2.1$ ,  $\varepsilon_1 = 2$  кэВ.

атомной матрицы плотности [20], который использовался для расчетов, например, в работах [5, 6, 9]. Существенным отличием предыдущих расчетов от настоящих расчетов является:

- в работах [2, 5, 6, 9] расчеты выполнены для потока нетепловых протонов, описываемого степенным распределением, т.е. без учета тепловых протонов. В наших расчетах функция распределения потока протонов содержит распределение как тепловых, так и нетепловых протонов с параметрами  $n_p$ ,  $T_0$ ,  $\epsilon_1$ ,  $\delta$  и  $\Theta(\epsilon_2)$ .

- заселение-выстраивание возбужденных состояний определяется сечением возбуждения выстраивания, которое выражено через аналитические выражения полного сечения и степени линейной поляризации излучательного перехода [22].

Такое отличие привело к тому, что если для выполнения расчетов в работах [2, 5, 6, 9] необходимо задать два параметра распределения потока протонов, а именно для нетепловых протонов low cut-off energy и спектральный индекс, то для проведения настоящих расчетов необходимо знать пять параметров потока протонов. Пять параметров в совокупности определяют область, излучение которой наблюдается, и оно поляризовано. Задача проведения таких расчетов существенно усложняется. Выполненные аналитические расчеты в отличие от расчетов других авторов показали, что поляризация существенно зависит от температуры теплового распределения и отношения концентрации тепловых протонов к концентрации нетепловых протонов. Кроме того, в явном виде получена зависимость степени линейной поляризации от питч-угла потока протонов. В статье для набора параметров функции распределения протонов рассчитана степень линейной поляризации  $H_\alpha$ , которая “близка” к значению степени линейной поляризации как измеренной экспериментально, так и рассчитанной теоретически. Рисунки 3–6 позволяют проанализировать поведение степени линейной поляризации при изменении параметров модели функции распределения потока протонов.

В рамках аналитического расчета представляет интерес сравнение величин степени линейной поляризации  $H_\alpha$ , обусловленной столкновениями с протонами, с величиной степени линейной поляризации  $H_\alpha$ , обусловленной столкновениями с электронами. Для параметров функции распределения электронов  $T_0 = 2$  эВ,  $\epsilon_1 = 2$  кэВ,  $\delta = 2.1$ , питч-угла  $\Theta = 41^\circ$  и относительной концентрации электронов  $n_e = 2 \times 10^5$  величина поляризации  $H_\alpha$  равна  $P = 4.8\%$ . В расчетах использовалась эффективная степень линейной поляризации линии  $H_\alpha$ , возбужденной электронами (7) с величиной поляризации при пороговом значении энергии  $P_0 = 0.32$ .

## 6. СОПОСТАВЛЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе рассчитана степень линейной поляризации для угла наблюдения  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . В работах по измерению степени линейной поляризации указывается положение области Солнца, поляризация излучения которой измерялась, но не выполнен пересчет величины поляризации для угла наблюдения  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . В качестве примера можно посмотреть работу [13]. Хорошо известна зависимость наблюдаемой поляризации от угла наблюдения [20]

$$P(\alpha) = \frac{P(\pi/2) \sin^2 \alpha}{1 - P(\pi/2) \cos^2 \alpha}. \quad (12)$$

Так, например, если наблюдение ведется в направлении, совпадающем с радиальным направлением Солнца (угол наблюдения равен нулю), то измеряемая величина поляризации будет равна нулю. Анализ сопоставления результатов расчета с измерениями должен проводиться после пересчета измеренной величины поляризации к углу наблюдения  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . Лучше самого экспериментатора это никто не сделает.

## 7. УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ПРОТОНАМИ

Анализ выражения (8) показывает, что поляризация  $P$  обусловлена членом  $I_1$ , описывающим возбуждение выстраивание при столкновении атома водорода с нетепловыми протонами, и членом  $I_0$ , описывающим заселение атомного состояния при столкновении с тепловыми протонами. Тепловые протоны “уменьшают” поляризацию. Одновременно с протонами в излучающем объеме находятся электроны. Представляет интерес определение параметров теплового распределения протонов и электронов, при которых  $I_0^p$  протонов больше  $I_0^e$  электронов [1], т.е. только тепловые протоны уменьшают поляризацию. При расчете интеграла, характеризующего заселенность верхнего уровня линии  $H_\alpha$ , используем полуэмпирические формулы для скоростей возбуждения нейтрального водорода [23]. Тогда

$$I_0 = N \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} \sigma(\epsilon) f_1(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon = N \bar{\sigma} \exp(-\beta) \frac{\beta^{1/2} (\beta + 1)^{1/2}}{\beta + 0.3}, \quad (13)$$

где  $\beta = \Delta\epsilon/T_0$ ,  $\bar{\sigma}$  – величина, пропорциональная усредненному по распределению сечению возбуждения.

Для случая неравновесной плазмы  $N_e = N_p$  [32, 33], кроме того известно соотношение между величинами сечений возбуждения протонами и электронами линии  $H_\alpha$ . Условие  $I_0^p > I_0^e$  сводится к выполнению соотношения между температурами протонов и электронов

$$\begin{aligned} 2.85 \exp(-\beta_p) \frac{\beta_p^{1/2} (\beta_p + 1)^{1/2}}{\beta_p + 0.3} > \\ > \exp(-\beta_e) \frac{\beta_e^{1/2} (\beta_e + 1)^{1/2}}{\beta_e + 0.3}. \end{aligned} \quad (14)$$

Анализ соотношения (14) приводит к выполнению условия  $T_p > T_e$ . Такие же условия могут, например, возникать при кратковременных разрядах очень большой мощности, при исследовании управляемых термоядерных реакций [32]. Применительно к приведенным в статье расчетам для  $T_p = 2$  эВ температура электронов должна не превышать 2 эВ. Тогда тепловые протоны преимущественно заселяют верхние уровни линии  $H_\alpha$ , и поляризация обусловлена протонами.

## 8. ВЫВОДЫ

Модель хромосферы, поляризация излучения которой наблюдается, это неравновесное состояние со слабой анизотропией протонов. Доля нетепловых протонов, столкновение с которыми вызывает возбуждение-выстраивание состояний атома водорода, составляет сотые доли процента. Поэтому модельное описание функции распределения протонов совершенно справедливо содержит тепловые протоны с максвелловским распределением и нетепловые протоны со степенным распределением, так как во вспышке одновременно присутствует весь энергетический спектр протонов как больших, так и малых энергий.

Описываемое модельное приближение учитывает возникновение поляризации при столкновении с нетепловыми протонами и деполяризацию при столкновении с тепловыми протонами. Для ответа на вопрос, столкновения с какими частицами во время вспышки Солнца вызывают наблюдаемую величину поляризации свечения  $H_\alpha$ , надо учитывать полученное соотношение между температурами протонов и электронов (14).

Кроме того, поток протонов преимущественно ориентирован в радиальном направлении к Солнцу, поэтому поляризация, вызванная ударом протонов, должна быть ориентирована преимущественно в радиальном направлении.

Аналитическое описание характеристик атомной системы (сечения и поляризации), “норми-

рованных” на экспериментальные данные, представляется не менее надежным способом описания атома, нежели квантовомеханический расчет заселения и распада атомных состояний в рамках аппарата атомной матрицы плотности.

Для модели протонов со слабой анизотропией наиболее надежно определены величины  $T_0$ ,  $\delta$ ,  $\epsilon_1$  и дана оценка разлета потока плазмы вспышек (питч-угла). Вывод в пользу возникновения поляризации  $H_\alpha$  во время вспышек в результате протонного или электронного удара требует детального анализа энергетических спектров протонов и электронов, их пространственной структуры и динамики эволюции во время вспышек.

Имея набор параметров  $n$ ,  $T_0$ ,  $\delta$ ,  $\epsilon_1$  и  $\Theta(\epsilon_2)$  для протонов и электронов, можно в рамках единой методики расчета определить доминирующий механизм наблюдаемой поляризации. Расчет степени линейной поляризации  $H_\alpha$ , вызванной протонным ударом, дает существенное значение величины поляризации  $P = 5.9\%$  для угла наблюдения  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . Приведенные зависимости от  $n$ ,  $\delta$ ,  $\epsilon_1$  и  $\Theta(\epsilon_2)$  позволяют экспериментатору проанализировать зависимость измеренной поляризации от параметров протонов в области наблюдения, даже если измеренная поляризация не совпадает с рассчитанной. Полученное значение сопоставимо с величиной поляризации, вызванной ударом электронов [20],  $P = 4.8\%$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. C. Henoux, G. Chambe, D. Smith, D. Tamres, N. Feautrier, M. Rovira, and S. Sahal-Brechot*, *Astrophys. J. Supp.* **73**, 303 (1990).
2. *L. Fletcher and J. C. Brown*, *Astron. and Astrophys.* **294**, 260 (1995).
3. *J. C. Henoux and M. Karlicky*, *Astron. and Astrophys.* **341**, 896 (1999).
4. *E. Vogt and J. C. Henoux*, *Astron. and Astrophys.* **349**, 283 (1999).
5. *E. Vogt, S. Sahal-Brechot, and J. C. Henoux*, *Astron. and Astrophys.* **324**, 1211 (1997).
6. *E. Vogt, S. Sahal-Brechot, and V. Bommier*, *Astron. and Astrophys.* **374**, 1127 (2001).
7. *E. Vogt, S. Sahal-Brechot, and J. C. Henoux*, *ESASP* **477**, 191 (2002).
8. *P. Kotrc*, *Astron. Nachr.* **324**, 324 (2003).
9. *J. Stepan, P. Heinzel, and S. Sahal-Brechot*, *Astron. and Astrophys.* **465**, 621 (2007).
10. *Y. T. Tsap and A. V. Stepanov*, *Astronomy Letters* **34**, 52 (2008).
11. *J. Stepan and J. T. Bueno*, *Astrophys. J.* **732**, 1 (2011).
12. *N. M. Firstova, V. I. Polyakov, and A. V. Firstova*, *Astronomy Letters* **40**, 449 (2014).
13. *T. Kawate and Y. Hanaoka*, *Astrophys. J.* **872**, 74 (2019).



14. *H. P. Hoyt, R. M. Walker, and D. W. Zimmerman*, Proceedings of the Lunar Science Conference **4**, 2489 (1973).
15. *I. M. Podgorny and A. I. Podgorny*, Journal of Physics: Conf. Series **798**, 012035 (2017).
16. [www.spennis.oma.be](http://www.spennis.oma.be)
17. *G. Dale*, <https://indico.ict.inaf.it/event/789/contributions/5380/>
18. *B. V. Somov Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares, Second Edition* (Springer SBM, New York, 2012).
19. *L. Fletcher, B. R. Dennis, H. S. Hudson, S. Krucker, et al.*, Space Science Reviews **159**, 19 (111).
20. *S. A. Kazantsev and J. C. Henoux Polarization spectroscopy of ionized gases* (London.: Kluwer Academic Publ., 1995, p. 214).
21. *М. Б. Шапочкин*, Астрон. журн. **96**, 955 (2019).
22. *М. В. Шапочкин*, J. Phys. B **35**, 4583 (2002).
23. *Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979, с. 319).
24. *М. В. Шапочкин*, Phys. Scr. **60**, 335 (2002).
25. *E. Haug*, Solar Phys. **71**, 77 (1981).
26. *D. Detleffsen, M. Anton, A. Werner, and K.-H. Scharner*, J. Phys. B. **27**, 4195 (1994).
27. *D. Donnelly, J. Geddes, and H. B. Gilbody*, J. Phys. B. **24**, 165 (1991).
28. *J. D. Walker, J. John, and R. John*, J. Chem. Phys. **61**, 2394 (1974).
29. *J. Callaway and K. Unnikrishnan*, Phys. Rev. A **48**, 4292 (1993).
30. *A. Werner and K.-H. Scharner*, J. Phys. B **29**, 125 (1996).
31. *М. Б. Шапочкин*, Опт. и спектр. **103**, 709 (2007).
32. *Л. А. Арцимович Элементарная физика плазмы* (М.: Атомиздат, 1966, с. 200).
33. *Д. А. Франк-Каменецкий Лекции по физике плазмы* (М.: Атомиздат, 1964, с. 283).
34. *J. A. Miller, P. J. Cargill, A. G. Emslie, G. D. Holman, et al.*, J. Geophys. Res. **102**, 14631 (1997).