

## ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ HE I 5876 Å (D<sub>3</sub>) И 5015 Å В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

© 2022 г. С. А. Богачев<sup>1</sup>\*, М. Б. Шапочкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> МОО Московское физическое общество, Москва, Россия

\*E-mail: bogachev.sergey@gmail.com

Поступила в редакцию 18.03.2022 г.

После доработки 22.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

В работе теоретически исследована величина линейной поляризации излучения, возникающей в линиях атомарного гелия в хромосфере Солнца и в солнечных протуберанцах. В видимой области солнечного спектра наблюдается несколько интенсивных линий атома He I, поляризация в которых может возникать при ударном воздействии на солнечную плазму потоков ускоренных протонов и электронов. Мы представляем результаты расчетов для двух линий атома, а именно линии D<sub>3</sub> 5876 Å, которая широко наблюдается в эксперименте, а также линии He I 5015 Å, для которой степень линейной поляризации оказалась наиболее высокой среди исследованных нами линий в спектре гелия (более 30%). Наши расчеты указывают на хорошие возможности по экспериментальной регистрации поляризации в обеих этих линиях, как в ходе наземных наблюдений, например при затмениях Солнца, так и во время космических экспериментов.

*Ключевые слова:* хромосфера Солнца, спектр излучения, линейная поляризация, солнечные вспышки

**DOI:** 10.31857/S0004629922120015

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Поляризация излучения спектральных линий в солнечной атмосфере — хорошо известный эффект, который является предметом широкого исследования. Основными причинами возникновения поляризации в линиях излучения может быть ударное воздействие на плазму со стороны электронов и протонов, а также влияние магнитного поля. В первом случае по характеру и величине поляризации можно сделать вывод об особенностях энергетического распределения ускоренных во вспышке частиц. Во втором случае измерения поляризации могут быть использованы для оценки напряженности и направления магнитного поля.

Первым примером регистрации поляризации в линиях излучения солнечного спектра являются, по-видимому, наблюдения линии S I 1437 Å, сделанные спектрополяриметром УФ диапазона на борту космической обсерватории SMM [1]. Соответствующая вспышка наблюдалась 15 июля 1980 г. Поляризация была объяснена воздействием на плазму вертикально направленного потока электронов, который представлял собой тепловой поток из расположенной выше переходной области Солнца, нагретой во время вспышки, вниз в солнечную хромосферу. Прямое воздействие на плазму со стороны ускоренных вспышечных электронов с энергиями порядка 10–100 кэВ было оценено как маловероятное. Электроны таких энергий просто не могли проникнуть в хромосферу на такую глубину. Измеренная степень поляризации составила 25%. Многочисленные примеры поляризации излучения зарегистрированы также при наблюдениях Солнца в линии водорода H<sub>α</sub> (см., например, [2, 3]). Среди иных примеров можно отметить наблюдения в хромосферной линии Na D<sub>2</sub> 589 нм [4] и Mg I 5528.4 Å [5].

Интерес к изучению поляризации излучения в линиях атомарного гелия пока заметно ниже, чем для перечисленных выше линий солнечного спектра. Одной из причин этого является более низкая интенсивность излучения в линиях He I по сравнению с основными эмиссионными линиями солнечной хромосферы, такими как H<sub>α</sub>, а также линии D<sub>1</sub> и D<sub>2</sub> натрия и линии H и K иона Ca II. Вместе с тем при повышении температуры плазмы, например в верхней хромосфере Солнца, а также во внешних слоях солнечных протуберанцев, относительная роль линий гелия повышается. Поскольку тепловые потоки из короны в хромосферу, которые являются наиболее вероятной причиной возникновения поляризации в излучении, проникают на разные глубины, то сравнение

поляризации в линиях нижней ( $H_\alpha$  и др.) и линиях верхней (He I) хромосферы может дать дополнительную информацию об изменении характеристик теплового потока и хромосферы вдоль направления движения электронов.

В видимой области солнечного спектра наблюдается несколько интенсивных линий как ионизированного атома гелия (например, линия 4686 Å), так и нейтрального атома гелия He I (например, триплет He I 4471 Å, а также синглеты 5876 Å ( $D_3$ ) и 5015 Å). В данной работе мы теоретически исследуем величину возможной столкновительной поляризации излучения для линий 5876 Å и 5015 Å. В качестве места формирования такого излучения мы рассматриваем хромосферу Солнца, а также солнечные протуберанцы. Во всех случаях мы исследуем зависимость степени поляризации от анизотропии воздействующих частиц и направления (угла) распространения. Линия  $D_3$  5876 Å выбрана в связи с высоким интересом к ней со стороны экспериментальной астрономии. В частности, известны примеры измерения степени линейной поляризации линии  $D_3$  во время солнечных затмений (например, [6, 7]). В последнее время в связи с проектом “Metis” интерес возрос не только к измерению интенсивности, но и измерению степени линейной поляризации линий 5876 Å [8]. Высказывается предположение, что измерение поляризации линии  $D_3$  во время вспышек и у протуберанцев позволит оценить величины магнитного поля и потоков.

Что касается линии 5015 Å, то наш интерес к ней был вызван тем, что переход  $2S^1-3P^1$  потенциально обеспечивает высокую степень поляризации излучения. В следующем разделе мы излагаем наши методы расчета. В разделе 2 представлены результаты. В последнем разделе изложены выводы и заключение.

## 2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА

### 2.1. Исходные данные

Как уже говорилось выше, в качестве источника поляризации мы рассматриваем столкновительное воздействие на плазму со стороны анизотропных потоков заряженных частиц; в первую очередь электронов. Основное состояние атомов гелия при этом выстраивается в соответствии с состоянием воздействующих частиц, как правило имеющих анизотропное угловое распределение. Это, в свою очередь, и приводит к анизотропии (поляризации) излучения. Обычным модельным описанием излучающей плазмы при рассмотрении ударной поляризации является отсутствие локального термодинамического равновесия [9–14]. В рамках такого приближения считается, что возбуждение атомов осуществляется исключительно ударным воздействием, а все остальные

процессы предполагаются несущественными. Также считается, что величина и ориентация магнитного поля не влияют на выстраивание возбужденных состояний (см., например, [15, 16]).

Мы проводим расчеты для случая, когда направление наблюдения перпендикулярно направлению оси анизотропии потока электронов. Положение источника на диске Солнца не является при этом существенным, однако в тех случаях, когда это условие не соблюдается, требуется пересчитать измеренную поляризацию на фактическое направление.

Расчет степени линейной поляризации был выполнен нами с использованием математического аппарата атомной матрицы плотности [15, 16]. В качестве степени линейной поляризации перехода и сечения возбуждения перехода используются экспериментальные данные и аналитические выражения, описанные в [17–19] аналитическими выражениями. Совокупность этих данных позволяет рассчитать степень линейной поляризации излучения в общем аналитическом виде. Ниже кратко изложен применявшийся нами математический аппарат, основанный преимущественно на работе [20].

### 2.2. Модельное приближение и параметры плазмы и электронов

В качестве модели излучающей плазмы со слабой анизотропией, соответствующей отсутствию локального термодинамического равновесия, предложена модель функции распределения, учитывающая тепловые и нетепловые электроны в виде [20]:

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

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

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

Кроме того,  $N_{nt}$  – концентрация нетепловых электронов,  $f_{nt}(\epsilon)$  – функции распределения нетепловых электронов по энергии. Последняя может задаваться либо максвелловской функцией с  $T_{nt} \gg T_0$ , либо, что применяется чаще, степенной функцией:

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

Здесь  $\epsilon_1$  – порог отсечения (“low cut-off energy”), а  $\delta$  – спектральный индекс. Обе величины являются константами распределения. Угловая

зависимость нетепловых электронов, согласно той же работе [20], предложена в виде:

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

Здесь  $\theta$  — питч-угол,  $a = \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_2}$  и  $\varepsilon_2$  — константы анизотропии, а  $\bar{\varepsilon}$  — средняя энергия нетепловых электронов, которая для степенного распределения находится как

$$\bar{\varepsilon} = \int_{\varepsilon_1}^{\infty} \varepsilon f_{nt}(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{\delta-1}{\delta-2} \varepsilon_1.$$

Параметр  $a$ , согласно работе [20], связан с питч-углом  $\theta$  формулой

$$\cos \theta = 2^{-\frac{1}{a}}.$$

Далее при вычислениях мы будем использовать ряд значений  $a$ , который приведен в табл. 1. Здесь же показан соответствующий данному ряду набор углов  $\theta$ .

Пучку электронов, в котором все частицы имеют одинаковый питч-угол, соответствует значение  $a \rightarrow \infty$ , а при  $a \rightarrow 0$  распределение стремится к изотропному.

Задание характеристик излучающей плазмы, таким образом, сводится к подставлению в формулы (1)–(4) конкретных значений констант, соответствующих условиям, в которых происходит возбуждение исследуемой линии — в нашем случае He I.

Температура тепловых электронов  $T_0$  в атмосфере Солнца может меняться в очень широких пределах от 4–5 тыс. К в хромосфере в области температурного минимума до  $3 \times 10^7$  К для высокотемпературной плазмы в короне Солнца [21]. С учетом интересующих нас объектов наблюдения (верхняя хромосфера и внешние слои протуберанцев) нами при вычислениях принято  $T_0 = 10^4$  К, что соответствует как наблюдениям, так и, в целом, характерным значениям, принимаемым при расчете ударной поляризации для хромосферной плазмы [6–8].

Концентрация тепловых электронов  $N_t$  является наблюдаемой величиной и принята нами как лежащая в диапазоне от порядка  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> [1, 11, 21, 22] до  $1.5 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup> [23]. Для сравнения в работе [22] дана оценка величины концентрации электронов  $N_t = 8.1 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> в области излучения. В целом приведенный диапазон значений характерен для верхней хромосферы, где формируется излучение в линиях 5876 и 5015 Å. Разница

**Таблица 1.** Зависимость степени линейной поляризации от температуры плазмы

$T_0$ , эВ (К)	14 (15400)	12 (13200)	10 (11000)	8 (8800)	6 (6600)	4 (4400)
$P$ , %	7.4	7.7	8.5	10.6	16.8	42.9

в плотности просто соответствует разной глубине проникновения частиц в хромосферу.

Концентрация нетепловых электронов  $N_{nt}$  соответствует их концентрации в потоке частиц, оказывающем ударное воздействие на хромосферу. В работе [21] сделана оценка концентрации электронов с энергией более 25 КэВ, которая лежит в диапазоне значений от  $10^7$  до  $4 \times 10^9$  см<sup>-3</sup>. Мы считаем эти значения достоверным и используем их для расчета.

Наименее уверенно определяемыми из эксперимента являются характеристики энергетического распределения нетепловых электронов, в особенности энергия отсечения  $\varepsilon_1$ . В работах [9–14] приводятся величины  $\varepsilon_1$  от 10 до 20 КэВ; в работе [24] расчеты выполнены для  $\varepsilon_1 = 15$  КэВ; в работе [21] использовано значение  $\varepsilon_1 = 25$  КэВ. Мы исходили из этого диапазона значений. Спектральный индекс для нетепловых электронов  $\delta$  принят нами 3 (см., например, [10, 14, 24]). На больших энергиях он может достигать значений 5 или 6 [13, 21, 24]. Максимальная энергия нетепловых электронов может достигать очень больших значений, до 400 КэВ [21] и выше.

В реальных условиях на Солнце перечисленные параметры, безусловно, варьируются от вспышки к вспышке.

### 2.3. Расчет степени линейной поляризации излучения

Для расчета степени линейной поляризации  $P$  при возбуждении электронным пучком из основного состояния атома удобно использовать аналитическую формулу для степени линейной поляризации излучающих переходов, основанную на методе Борна [19, 25]:

$$P = P_0 \frac{\ln\left(\frac{\varepsilon_0}{u}\right)}{\ln(\varepsilon_0 u^{1.4})}. \quad (5)$$

Здесь  $\varepsilon_0$  — энергия, при которой поляризация меняет знак, выраженная в пороговых единицах, а  $u$  — порог возбуждения, т.е. минимальная энергия электронов, при которой возможно возбуждение перехода. Величина  $P_0$  — это степень линейной поляризации в пороге возбуждения. Для линии гелия 5876 Å, соответствующей переходу  $3D_{3,2,1}^3 - 2P_{2,1,0}^3$ , в работе [25] приводится теоретиче-

ская оценка значения поляризации в пороге, равная 31.7%. Экспериментальное значение  $P_0$  при этом составляет 10%. Энергия  $\epsilon_0$  в пороговых единицах равна 5.25. Энергия возбуждения основного состояния атома  $\Delta\epsilon = 23.07$  эВ. Погрешность описания поляризации около 6%.

Излучение в другой исследованной нами линии, He I 5015 Å, соответствует переходу  $2S^1-3P^1$  с  $\Delta\epsilon = 23.09$  эВ. В случае ударного возбуждения выстраивание состояния  $3P^1$  происходит сильнее, нежели  $3D_{3,2,1}^3$  состояния. В работе [25] приводится теоретическая оценка значения поляризации в пороге (для случая пучкового возбуждения), равная 100%, а экспериментальная величина равна 60%.

Согласно работам [16] и [26], структура выражения для поляризации имеет вид:

$$P = \frac{2I_1}{(n/2)I_0 + 2I_1}, \quad (6)$$

где  $n = N_t/N_{nt}$  – отношение концентрации тепловых электронов  $N_t$  к концентрации нетепловых  $N_{nt}$ , а

$$I_0 = \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} Q(\epsilon) f_t(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon, \quad (7)$$

$$I_1 = \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} \frac{Q(\epsilon) P_0(\epsilon) f_{nt}(\epsilon)}{1 - P_0(\epsilon)/3} \sqrt{\epsilon} d\epsilon. \quad (8)$$

Для расчета величин  $I_0$  и  $I_1$  мы воспользовались аналитическим выражением для полного сечения  $Q(\epsilon)$  возбуждения линии He I электронным ударом из основного состояния атома, производимого электронным пучком, полученным в работе [18]. Остальные величины, такие как функция распределения для тепловых электронов  $f_t(\epsilon)$  и функция распределения для нетепловых электронов  $f_{nt}(\epsilon)$ , были определены выше.

В целом величины  $I_0$  и  $I_1$  не определяются однозначно, так как зависят от параметров функции распределения электронов хромосферы и атомной системы. В частности, величина  $I_0$  зависит от параметров  $\Delta\epsilon$  и  $T_0$ , а величина  $I_1$  зависит от параметров  $\Delta\epsilon$ ,  $P_0$ ,  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_2$  и  $\delta$ . Если считать заданными характеристики атомной системы  $\Delta\epsilon$ ,  $P_0$  и  $\epsilon_0$ , то результат расчета степени поляризации будет зависеть от пяти параметров, описывающих, в основном, характеристики электронов:  $n$ ,  $T_0$ ,  $\epsilon_1$ ,  $\delta$  и  $\epsilon_2$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Для проведения аналитических расчетов использовался пакет прикладных программ

MATHCAD, позволяющий проводить численные расчеты и выполнять графические построения.

Расчеты, согласно плану статьи, были проведены для двух линий атомарного гелия: 5876 и 5015 Å. Для каждой линии в качестве источника излучения были рассмотрены верхняя хромосфера Солнца и солнечные протуберанцы.

Для хромосферы, в соответствии с приведенным выше обоснованием, для расчетов были использованы следующие значения: температура

$$T_0 = 10 \text{ эВ (11 000 K); } n = \frac{N_t}{N_{nt}} = 10^4 - 10^5 [1, 11], \epsilon_1 = 10 \text{ КэВ, } \delta = 2.5, \Theta = 37^\circ.$$

Для солнечных протуберанцев отличия заключаются в параметрах излучающей плазмы. Кроме того, если нагрев хромосферы производится вспышечными электронами, то возбуждение атомов гелия в протуберанцах производится в отсутствие вспышек, т.е. электронами с более низкими энергиями. Исходя из этого, нами были приняты следующие значения:  $T_0 = 6.5$  эВ (7150 K);

$$n = \frac{N_t}{N_{nt}} = 1.6 \times 10^4 [1, 11]; \epsilon_1 = 1 \text{ КэВ; } \delta = 2.5; \Theta = 37^\circ.$$

Значение угла  $\Theta = 37^\circ$  в обоих случаях (и для хромосферы, и для протуберанцев) выбрано произвольно, как некая характерная величина. Изменение степени поляризации от этого параметра показано на рис. 3.

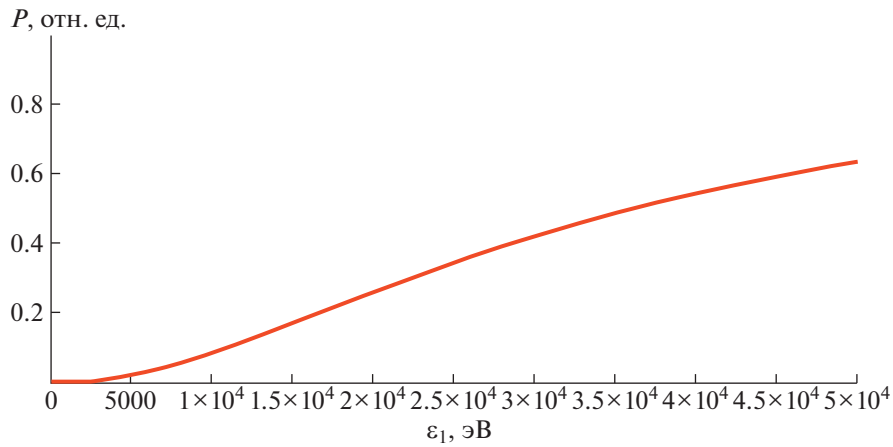
С учетом ограниченного объема статьи мы приводим ниже детальные результаты только для линии 5876 Å. Для второй линии представлены только характерные значения поляризации, без зависимостей от параметров плазмы и электронов.

#### 3.1. Результаты расчета для линии He I 5876 Å для хромосферы Солнца

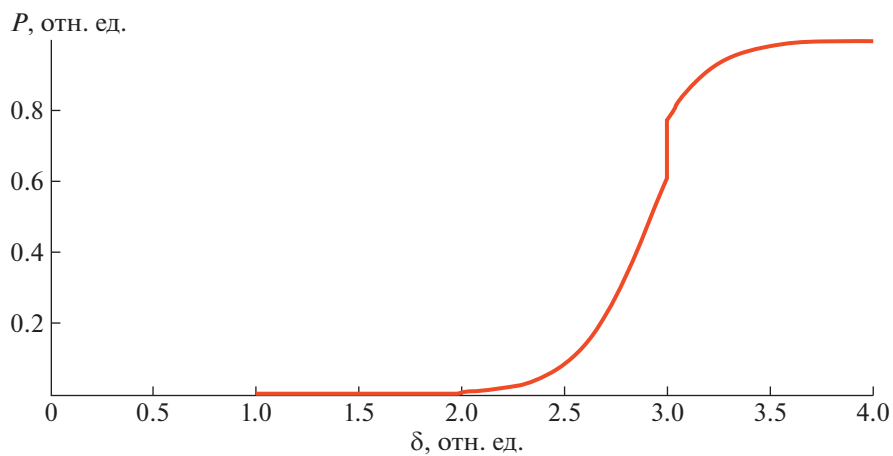
Параметры плазмы для хромосферы были приведены выше. Расчеты были проведены для двух значений  $n$ , а именно  $n = 10^5$ , для которого получено  $P = 8.5\%$ , и для  $n = 10^4$ , для которого  $P = 48.3\%$ . Соответствующие значения, в целом, определяют диапазон, в котором может лежать экспериментальное значение поляризации.

Расчеты показывают достаточно сильную зависимость степени поляризации от температуры плазмы  $T_0$ . Зависимость  $P$  от некоторых значений  $T_0$  представлена в табл. 1 (расчеты проведены для  $n = 10^5$ ).

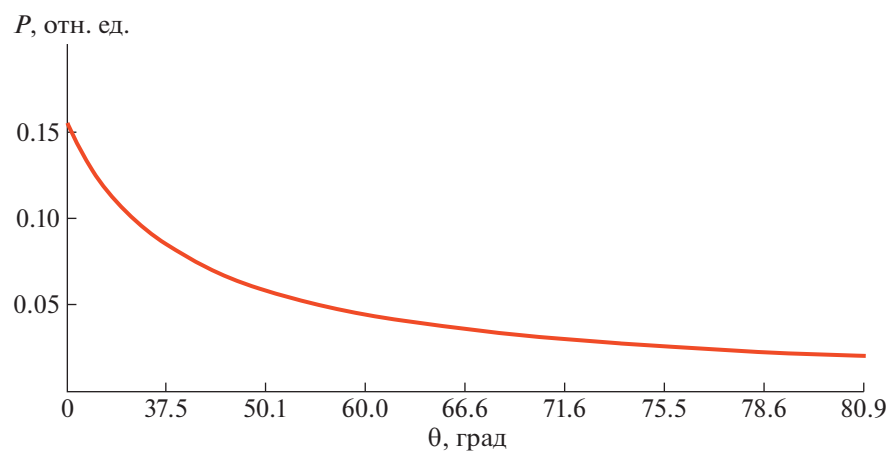
При фиксированных значениях параметров плазмы основным источником неопределенности являются параметры нетепловых электронов, а именно  $\epsilon_1$ ,  $\delta$  и  $\Theta(\epsilon_2)$ . Вид соответствующих зависимостей показан на рис. 1, 2 и 3.



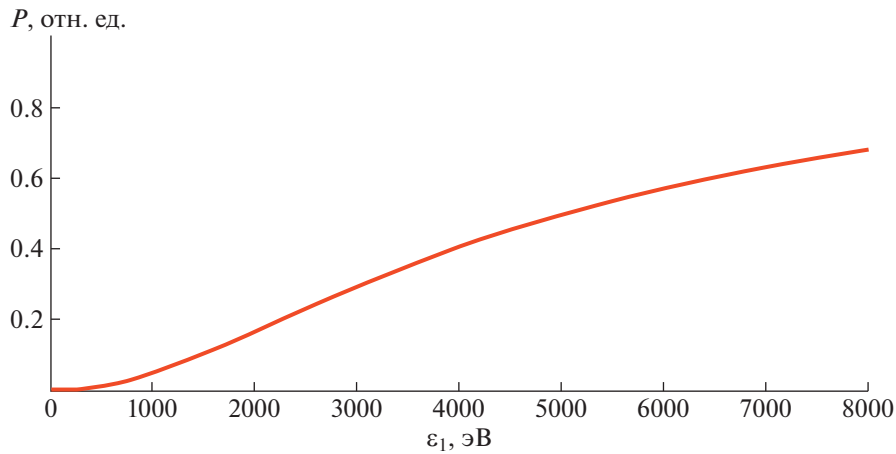
**Рис. 1.** Зависимость степени линейной ударной поляризации линии He I 5876 Å в хромосфере Солнца от параметра  $\epsilon_1$ . Расчеты проведены для  $\delta = 2.5$  и  $\Theta(\epsilon_2) = 37^\circ$ .



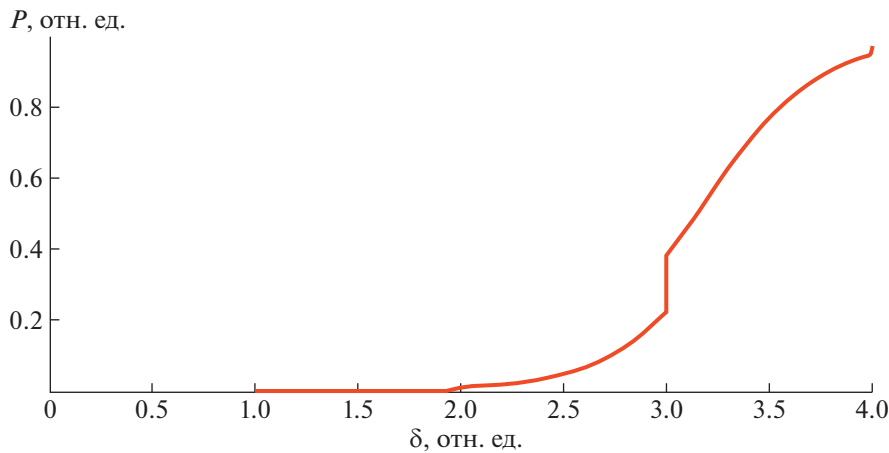
**Рис. 2.** Зависимость степени линейной ударной поляризации линии He I 5876 Å в хромосфере Солнца от параметра  $\delta$ . Расчеты проведены для  $\epsilon_1 = 10$  КэВ,  $\Theta(\epsilon_2) = 37^\circ$ . Скачок при  $\delta = 3$  связан с особенностями процедуры вычислений и не влияет на общий характер зависимости.



**Рис. 3.** Зависимость степени линейной ударной поляризации линии He I 5876 Å в хромосфере Солнца от параметра  $\Theta(\epsilon_2)$ . Расчеты проведены для  $\delta = 2.5$ ,  $\epsilon_1 = 10$  КэВ. По оси X отложены значения питч-угла в соответствии с табл. 1.



**Рис. 4.** Зависимость степени линейной ударной поляризации линии He I 5876 Å в солнечном протуберанце от параметра  $\epsilon_1$  для  $\delta = 2.5$  и  $\Theta(\epsilon_2) = 37^\circ$ .



**Рис. 5.** Зависимость степени линейной ударной поляризации линии He I 5876 Å в солнечном протуберанце от параметра  $\delta$  для  $\epsilon_1 = 1$  КэВ,  $\Theta(\epsilon_2) = 37^\circ$ . Скачок при  $\delta = 3$  связан с особенностями процедуры вычислений и не влияет на общий характер зависимости.

### 3.2. Результаты расчета для линии He I 5876 Å для протуберанцев

Расчеты для протуберанца проводятся аналогично, но, как уже говорилось, для несколько иных параметров плазмы и электронов, чем для хромосферы:  $T_0 = 6.5$  эВ (7150 К);  $n = N_i/N_{nt} = 1.6 \times 10^4$ ;  $\epsilon_1 = 1$  КэВ;  $\delta = 2.5$ ;  $\Theta = 37^\circ$ .

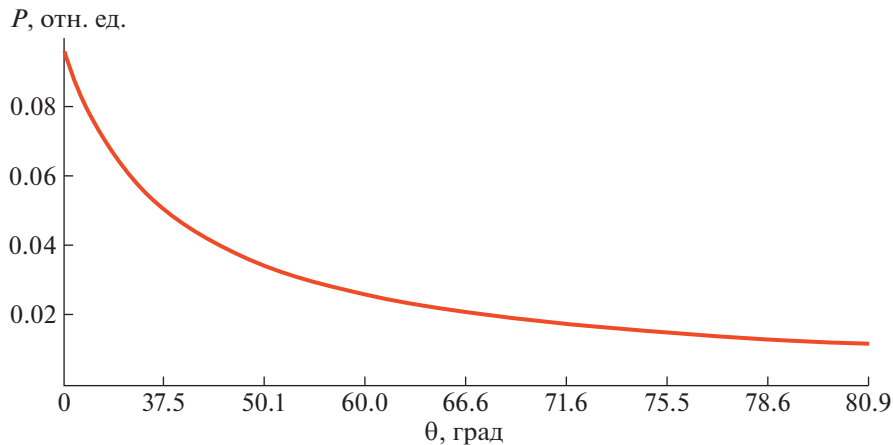
**Таблица 2.** Зависимость степени линейной поляризации от температуры протуберанца

$T_0$ , эВ (К)	12 (13200)	10 (11000)	8 (8800)	6 (6600)	4 (4400)	3 (3300)
$P$ , %	2.6	2.9	3.6	6.0	19.2	51.4

Для данного набора параметров расчет дает значения поляризации  $P = 5.1\%$ . Как и для случая хромосферы Солнца, были исследованы зависимости степени поляризации от температуры  $T_0$  (табл. 2) и параметров  $\epsilon_1$ ,  $\delta$  и  $\Theta(\epsilon_2)$  (рис. 4, 5, 6).

### 3.3. Результаты расчета для линии He I 5876 Å для протуберанцев

Результаты расчета для линии 5015 Å приводятся ниже без указания их зависимости от параметров плазмы и электронов. Для хромосферы Солнца расчет проведен для  $T_0 = 10$  эВ,  $n = N_i/N_{nt} = 10^5$ ,  $\epsilon_1 = 10$  КэВ,  $\delta = 2.5$ ,  $\Theta = 37^\circ$ . Полученное значение поляризации  $P = 33.9\%$  (для сравнения



**Рис. 6.** Зависимость степени линейной ударной поляризации линии He I 5876 Å в солнечном протуберанце от параметра  $\Theta(\epsilon_2)$  для  $\delta = 2.5$  и  $\epsilon_1 = 1$  КэВ. По оси X отложены значения питч-угла в соответствии с табл. 1.

для линии 5876 Å для этих же параметров получено значение  $P = 8.5\%$ ).

Для протуберанца были приняты параметры  $T_0 = 6.5$  эВ,  $n = 1.6 \times 10^4$ ,  $\epsilon_1 = 1$  КэВ,  $\delta = 2.5$ ,  $\Theta = 37^\circ$ . Значение поляризации для них равно:  $P = 22.8\%$ . Для линии 5876 Å для этих же параметров получено значение  $P = 5.1\%$ .

#### 4. ВЫВОДЫ

Результаты измерения степени линейной поляризации несут, в числе прочего, в себе информацию о характеристиках потоков частиц, ускоренных во время вспышек на Солнце. Достоверность такой информации зависит от достоверности измерения степени линейной поляризации наблюдаемой линии. Расчеты показывают, что при одинаковых условиях поляризация линии 5015 Å атома He I является существенной и может почти в полтора раза превышать поляризацию линии  $H_\alpha$  атома водорода. В частности, при использованных в работе параметрах ( $T_0 = 10$  эВ,  $\delta = 2.5$ ,  $\epsilon_1 = 10$  КэВ,  $\Theta = 37^\circ$  и  $n = 10^5$ ), степень поляризации для линии 5015 Å составляет  $P = 33.9\%$ , в то время как поляризация водородной линии  $H_\alpha$ , рассчитанная для таких же условий, составляет 23%. Отметим, впрочем, что интенсивность излучения в линии  $H_\alpha$ , безусловно, существенно выше интенсивности линии 5015 Å атома гелия.

Для линии  $D_3$  5876 Å расчеты степени поляризации, в целом, заметно ниже. Для условий, которые мы полагаем соответствующими верхней хромосфере Солнца, степень поляризации  $P = 8.5\%$ . Для излучения в солнечных протуберанцах  $P = 5.1\%$ .

Приведенные в настоящей статье выражения для расчета степени линейной поляризации (6, 7,

8) базируются на математическом аппарате атомной матрицы плотности [15, 16], который использовался для расчетов, например, в работе [26]. Основной особенностью является модель функции распределения, которая учитывает тепловые электроны в виде максвелловского распределения и нетепловые электроны в виде степенного распределения с угловой частью (1).

Еще одним существенным отличием работы от предыдущих расчетов поляризации, например, выполненных в работе [8], является иное модельное описание электронов, находящихся в состоянии отсутствия локального термодинамического равновесия. Для примера, модель в работах [27, 28] включала как параметры: температуру, давление газа, микротурбулентную скорость, скорость радиального потока. В то же время математическое описание модели функции распределения электронов не было представлено. Для нетепловых электронов не обсуждалась угловая зависимость. Мы полагаем, что расчет степени линейной поляризации с помощью математического аппарата атомной матрицы плотности более корректен, так как учитывает функцию распределения нетепловых электронов, содержащую угловую зависимость, что позволяет определить квадрупольный момент функции распределения (8).

В работах [8, 27, 28] расчеты проводились для температур 8, 30 и 100 тыс. К. Нами для верхней хромосферы и внешних слоев протуберанцев при вычислениях принято  $T = 10$  тыс. К, что соответствует наблюдениям [6, 7]. По этой причине прямо сравнить результаты работ непросто. В работе [8] для температуры 8 тыс. К получено значение поляризации 2%, а для 30 тыс. К — 10%, что, в целом, соответствует результатам наших расчетов. Различия могут быть связаны с тем, что мы использовали модель с иными параметрами плаз-

мы, а также не учитывали при расчетах эффект Ханле и Томсоновское рассеяние. Отметим также, что используемое нами модельное описание электронов содержит пять параметров, из которых только один, температура, использовался в работах [8, 27, 28].

То, что наша модель является многопараметрической, позволяет применять ее более гибко, хотя и создает дополнительные сложности в интерпретации полученных результатов. В некоторых предыдущих моделях авторы учитывали только нетепловые электроны; следовательно, для расчета было достаточно знания двух параметров:  $\delta$  и  $\epsilon_1$ . Используемая в статье модель расчета учитывает не только нетепловые электроны, но и тепловые, т.е. оперирует пятью параметрами:  $n$ ,  $T_0$ ,  $\delta$ ,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2(\Theta)$ .

Для диагностики параметров ускоренных электронов во вспышках безусловный интерес представляет обратная задача: получение параметров спектра электронов из результатов измерений степени линейной поляризации. Сразу заметим, что в условиях, когда степень поляризации зависит от нескольких параметров, эта обратная задача однозначно не решается. Тем не менее, если можно наложить экспериментальные ограничения на часть параметров, то остальные параметры могут быть оценены с более или менее высокой точностью. В качестве примера приведем условный случай, когда измеренная степень линейной поляризации из источника излучения с известными параметрами  $T_0 = 10$  эВ,  $\delta = 2.5$ ,  $\epsilon_1 = 10$  КэВ и  $n = 10^5$  составила величину  $P = 2.5\%$ . В этом случае можно определить вероятные значения питч-угла электронов, который составляет  $\Theta = 70^\circ$ .

Наиболее благоприятные условия для спектральных наблюдений на Солнце возникают при наблюдениях за лимбом Солнца, где отсутствует фоновое излучение от диска. В то же время мы полагаем, что это инструментальное ограничение, и, в целом, измерения поляризации возможны для объектов на всем диске Солнца. Преимуществом наблюдения вблизи центра диска является минимальное влияние эффектов проекции, а также более низкое поглощение излучения веществом, чем при наблюдениях на краю. В то же время фоновое излучение диска может существенно влиять на формирование линий гелия через механизмы возбуждения и ионизации атома излучением (см., например, [29]). В целом мы полагаем, что вопрос о наиболее благоприятных условиях для измерения поляризации требует самостоятельного исследования.

Излучение в линиях  $D_3$  5876 Å и He I 5015 Å широко наблюдается в солнечных протуберанцах. В то же время нам неизвестны сообщения о таких наблюдениях для солнечных вспышек. Мы,

однако, исходим из того, что ударный нагрев хромосферы во время вспышек — это широко наблюдаемое явление. Возникающие при этом эмиссионные ленты в хромосфере формируют излучение в очень широком спектре, в том числе в линиях гелия (например, [30]). По этой причине мы считаем также полезными наши результаты для вспышек, так как они могут привлечь внимание экспериментаторов к этим линиям. Отдельные сообщения о возможности формирования излучения в этих линиях во время вспышек, в том числе на звездах, присутствующие в литературе (например, [31, 32]), в целом, подтверждают такую возможность. Программа исследования Солнца в линиях гелия предусмотрена также в рамках научной программы новой солнечной европейской обсерватории Solar Orbiter [29].

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарим рецензента за чрезвычайно полезные замечания, позволившие, по нашему мнению, существенно улучшить работу.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект 21-72-10157).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. C. Henoux, D. Heristchi, G. Chambe, M. Machado, B. Woodgate, R. Shine, and J. Beckers*, *Astron. and Astrophys.* **119**, 233 (1983).
2. *M. Karlicky, J.-C. Henoux, and D. Smith*, *Astron. and Astrophys.* **310**, 629 (1996).
3. *N. M. Firstova, V. I. Polyakov, and A. V. Firstova*, *Sol. Phys.* **279** (2), 453 (2012).
4. *J. C. Hénoux and M. Karlický*, *Astron. and Astrophys.* **556**, id. A95, 8 (2013).
5. *Z. Xu, J. C. Henoux, G. Chambe, A. G. Petrashen, and C. Fang*, *Astrophys. J.* **650** (2), 1193 (2006).
6. *J. L. Leroy, G. Ratier, and V. Bommier*, *Astron. and Astrophys.* **54**, 811 (1977).
7. *R. Ramelli and M. Bianda*, arXiv: astro-ph/0401497v1 23Jan2004 (2004).
8. *P. Heinzel, J. Stepan, A. Bemporad, S. Fineschi, S. Jejcic, N. Labrosse, and R. Susino*, *Astrophys. J.* **900**, 8 (2020).
9. *C. J. C. Fang and J. C. Henoux*, *Astron. and Astrophys.* **118**, 139 (1983).
10. *L. Fletcher and J. C. Brown*, *Astron. and Astrophys.* **294**, 260 (1995).
11. *J. C. Henoux and M. Karlicky*, *Astron. and Astrophys.* **341**, 896 (1999).
12. *E. Vogt and J. C. Henoux*, *Astron. and Astrophys.* **349**, 283 (1999).
13. *V. V. Zharkova and L. K. Kashapova*, *Astron. and Astrophys.* **431**, 1075 (2005).



14. *J. Stepan, J. Kasparova, M. Karlicky, and P. Heinzel*, *Astron. and Astrophys.* **472**, L55 (2007).
15. *S. A. Kazantsev and J. C. Henoux*, *Polarization spectroscopy of ionized gases* (London: Kluwer Academic Publ., p. 214, 1995).
16. *М. Б. Шапочкин*, *Физика плазмы* **34**, 1 (2008).
17. *M. B. Shapochkin*, *J. Phys. B* **35**, 4583 (2002).
18. *Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков*, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, с. 319, 1979).
19. *M. B. Shapochkin*, *Physica Scripta* **60**, 335 (1999).
20. *E. Haug*, *Sol. Phys.* **71**, 77 (1981).
21. *L. Glesener and G. D. Fleishman*, *Astrophys. J.* **867**, 13 (2018).
22. *M. E. Machado and A. G. Emslie*, *Astrophys. J.* **232**, 903 (1979).
23. *L. N. Kurochka and L. B. Ribko*, *Sol. Phys.* **57**, 319 (1978).
24. *V. V. Zharkova and D. V. Syniavskii*, *Astron. and Astrophys.* **354**, 714 (2000).
25. *R. H. McFarland and E. A. Soltysik*, *Phys. Rev.* **127**, 2090 (1962).
26. *М. Б. Шапочкин*, *Астрон. журн.* **96**, 955 (2019).
27. *N. Labrosse and P. Goutterbroze*, *Astrophys. J.* **617**, 614 (2004).
28. *S. Jejcic, P. Heinzel, A. Zhukov, A. Bemporad, S. Fineschi, and S. Gunar*, *Sol. Phys.* **293**, 33 (2018).
29. *G. Del Zanna, P. J. Storey, N. R. Badnell, and V. Andretta*, *Astrophys. J.* **898**, 72 (2020).
30. *H. Zirin and L. W. Acton*, *Astrophys. J.* **148**, 501 (1967).
31. *V. Andretta, P. J. D. Mauas, A. Falchi, and L. Teriaca*, *Astrophys. J.* **681**, 1, 650 (2008).
32. *C. de Jager and B. H. M. de Groot*, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands* **14**, 21 (1957).