

АНИЗОТРОПИЯ УДАРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМОВ ГЕЛИЯ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2019 г. Г. В. Голубков^{1, 2*}, М. Б. Шапочкин³

¹Институт химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук, Москва, Россия

²Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Центр химической физики атмосферы, Москва, Россия

*E-mail: golubkov@chph.ras.ru

Поступила в редакцию 15.02.2019;

после доработки 15.02.2019;

принята в печать 20.03.2019

Исследована возможность наблюдения поляризации линии излучения гелия HeI с длиной волны 5015 Å в верхних слоях атмосферы Земли. В видимой области наблюдается несколько линий гелия. Поляризация линий нейтрального гелия HeI может иметь ударный характер и будет возникать при воздействии на плазму со стороны потоков ускоренных протонов и электронов, например солнечного ветра. Проведенные расчеты показывают, что степень поляризации для синглетной линии излучения с длиной волны 5015 Å, соответствующей переходу $2S^1 - 3P^1$, является наиболее высокой среди других линий и может достигать 20%. Последнее означает, что поляризация в этой линии может быть обнаружена при исследовании отклика хромосфера Земли на вспышечное воздействие солнечного ветра. Полученные результаты могут быть использованы для анализа зарядового состава плазменных труб в ионосфере, к которым в последние годы проявляется повышенный интерес.

Ключевые слова: ионосфера Земли, гелий, поляризация линий излучения, солнечные вспышки, солнечный ветер, плазменные трубы.

DOI: 10.1134/S0207401X19070033

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектрополяриметрия широко используются в качестве метода оптической дистанционной диагностики объектов астрофизики. Например, поляризация излучения спектральных линий водорода в солнечной атмосфере – хорошо известный эффект, который детально исследован в литературе [1]. Основными причинами поляризации излучения в линии H_α может служить ударное воздействие на плазму протонов и электронов, а также влияние магнитного поля Земли. Во-первых, по характеру поляризации можно сделать вывод об анизотропии углового распределения заряженных частиц. Во-вторых, сведения о поляризации могут быть использованы для определения напряженности и направления магнитного поля.

В хромосфере Земли на высоте 700 км содержатся атомы гелия, доля которых может достигать 55% [2]. Поляризация их излучения связана с воздействием вертикально направленного потока электронов солнечного ветра на ионосферную плазму. Этот поток образуется в периоды повышения солнечной активности (включая вспышки). Результаты измерений его энергетического спектра можно найти в работе [3]. Следует отметить, что прямое воздействие на атомы гелия потока ускоренных электронов солнечного

ветра с энергиями порядка 10–100 кэВ ранее не оценивалось и поляризация излучения не измерялась.

В настоящей работе проанализирована возможность регистрации поляризации столкновительного излучения атомов гелия HeI, отвечающего переходу $2S^1 - 3P^1$ с длиной волны 5015 Å, что представляет значительный интерес для изучения зарядового состава плазменных труб в ионосфере. Недавно австралийские ученые с помощью радиотелескопа MWA обнаружили в магнитосфере плазменные трубы, которые формируются вдоль магнитных силовых линий Земли и расположены на 450–700 км выше D- и E-слоев ионосферы [4]. Эти трубы представляют собой плазменные неоднородности в ионосфере, которые жестко связаны с Землей и могут существенно влиять на ошибки позиционирования спутниковой системы GPS в различных географических областях земной поверхности [5, 6]. Однако их природа еще недостаточно подробно изучена и требует специального рассмотрения.

2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА

Рассмотрим в качестве причины возникновения поляризации ударное воздействие на плазму анизотропных потоков заряженных частиц: элек-

tronov или протонов. При таких столкновениях основное состояние атомов гелия выстраивается в соответствии с состоянием частиц, имеющих анизотропное угловое распределение, что, в свою очередь, приводит к анизотропии (поляризации) излучения. В рамках используемого приближения считается, что возбуждение атомов осуществляется прямым ударным воздействием. Считается также, что величина и ориентация магнитного поля не влияют на выстраивание возбужденных состояний посредством удара (см., например, работы [7, 8]).

Расчет степени линейной поляризации выполнен с использованием аппарата матрицы плотности [7, 8]. В качестве степени линейной поляризации перехода и сечения его возбуждения взяты экспериментальные данные, описанные в работе [9] аналитическими выражениями, которые для полного сечения приведены в работе [10]. Формулы, приведенные в работе [11], позволяют рассчитать степень линейной поляризации излучения в простом аналитическом виде.

В качестве полного (энергетического и углового) распределения частиц, осуществляющих столкновительное воздействие на излучающую плазму, использована функция, которая (с учетом полного числа тепловых и надтепловых электронов) была предложена в работе [12]:

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

Величина N_t – концентрация тепловых электронов, $f_t(\epsilon)$ – максвелловская функция распределения для тепловых электронов с температурой T_0 , т.е.

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

Здесь N_{nt} – концентрация надтепловых электронов; $f_{nt}(\epsilon)$ – изотропная (не зависящая от угла) составляющая распределения надтепловых электронов по энергиям, которая может задаваться максвелловской функцией с температурой $T_{nt} \gg T_0$ или в виде степенной функции, как это сделано в работе [13]:

$$f_{nt}(\epsilon) = \frac{\gamma - 1}{\epsilon_1} (\epsilon/\epsilon_1)^{-\gamma} \quad (3)$$

(ϵ_1 и γ – константы распределения). Экспериментальные измерения функции распределения надтепловых электронов водородной плазмы разряда показывают, что степенная функция является предпочтительной. Такой же вывод следует и из наблюдений спектров излучения ускоренных частиц в короне Солнца [1].

Представим угловую зависимость надтепловых электронов в виде

$$f_{nl}(\epsilon, \theta) = \frac{a + 1}{2\pi} \cos^a \Theta \eta(\Theta). \quad (4)$$

Здесь $\eta(\Theta)$ – функция Хэвисайда, равная единице для питч-углов $0 < \Theta \leq \pi/2$ и нулю для $\pi/2 \leq \Theta \leq \pi$ соответственно. Величина a есть отношение $a = \bar{\epsilon}/\epsilon_2$, где ϵ_2 – константы анизотропии, $\bar{\epsilon}$ – средняя энергия надтепловых электронов. Значение питч-угла Θ в выражении (4) для различных значений параметра a приведено в работе [12].

Параметры рассматриваемой модели распределения электронов определялись по результатам работы [3]. В этой работе было измерено значение максимума функции распределения порядка 10 эВ. Считая, что распределение по энергиям является близким к максвелловскому, получили значение $T_0 = 20$ эВ или $2.2 \cdot 10^5$ К. Кроме того, приведено значение величины ϵ_1 , называемой “low cut-off energy”, которое равно 10 кэВ. При энергиях, больших 10 кэВ, распределение имеет экспоненциальный характер с показателем степени $\gamma = 2.5$. В работе [3] показано также, что распределение электронов в диапазоне энергий от 60 до 200 кэВ является изотропным.

3. СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ И СТЕПЕНЬ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ He

При возбуждении электронным пучком атома в основном состоянии удобно использовать аналитические формулы для полных сечений возбуждения уровней атома гелия, полученные в борновском приближении [10]:

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

Здесь величина A равна

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

(ϵ_1 и ϵ_0 – энергии верхнего и нижнего уровней атома, $\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_0$ – энергия перехода $2S^1 - 3P^1$, Ry – постоянная Ридберга). Второй множитель в (5), $Q_\chi(\gamma_0, \gamma_1)$, определяется как фактор, который зависит только от квантовых чисел угловых моментов и подробно обсуждается в работе [10]. Множитель Φ можно представить следующим образом:

$$\Phi(C, \phi, \epsilon) = C \frac{1}{u + \phi - 1} \left(\frac{u - 1}{u} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где ϵ – энергия налетающего электрона. Анализическое выражение для сечения записано в безразмерном масштабе с относительной величиной $u = \epsilon/\Delta E$. Величины C и ϕ в выражении (6) выбираются из сопоставления результатов эксперимента с численным расчетом, проведенным по формуле (5).

При описании возбуждения электронным пучком атомов в основном электронном состоя-

ния удобно использовать аналитическую формулу для степени линейной поляризации излучающих переходов, полученную в борновском приближении [10], в котором значение степени линейной поляризации (P) в пороге (P_0) взято равным $P_0 = 60\%$. В результате имеем [13, 14]

$$P = P_0 \ln(\epsilon_0/u) / \ln(\epsilon_0 u^{1.4}), \quad (7)$$

где ϵ_0 – энергия (выраженная в пороговых единицах), при которой поляризация изменяет знак. Для линии излучения гелия с длиной волны 5015 Å эта величина с погрешностью около 6% составляет 16.15.

4. СТЕПЕНЬ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ Не В ХРОМОСФЕРЕ

Расчет степени линейной поляризации (7) был проведен в общем виде с учетом известного выражения для квадрупольного момента функции распределения электронов $f_{2+}^{(2)}(\epsilon)$, приведенного в работе [8]. В этом случае выражение для степени поляризации можно записать как

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

где $n = N_t/N_{nt}$ – отношение концентрации N_t тепловых электронов к концентрации N_{nt} надтепловых. Величины I_0 и I_1 в знаменателе (8) соответственно равны

$$\begin{aligned} I_0 &= \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} Q(\epsilon) f_t(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon, \\ I_1 &= \int_{\Delta\epsilon}^{\infty} \frac{Q(\epsilon) P_0(\epsilon)}{1 - (P_0(\epsilon)/3)} \left[\frac{f_{nt}(\epsilon)}{a + 3} \right] \sqrt{\epsilon} d\epsilon. \end{aligned} \quad (9)$$

Результаты их вычисления зависят от количества параметров функции распределения электронов хромосферы и атомной системы. Причем величина I_0 в этом случае зависит только от двух параметров: $\Delta\epsilon$ и T_0 , а величина I_1 – от пяти: $\Delta\epsilon$, P_0 , ϵ_0 , ϵ_2 и γ . Полученное выражение для поляризации излучения хромосферы позволяет проанализировать поведение поляризации как функции параметров распределения тепловых и надтепловых электронов. Если характеристики атомной системы $\Delta\epsilon$, P_0 и ϵ_0 считать заданными величинами, то выражение для поляризации будет содержать пять электронных параметров: n , T_0 , ϵ_1 , γ и ϵ_2 соответственно.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для расчета степени линейной поляризации излучения солнечной хромосферы был использо-

ван пакет прикладных программ MATHCAD, позволяющий проводить численные расчеты и выполнять графические построения. Конкретно речь идет о линейной поляризации линии излучения с длиной волны 5015 Å атома HeI для значений параметров функции распределения электронов, найденных в работе [3]. В расчете были приняты следующие значения параметров: $T_0 = 20$ эВ, $\epsilon_1 = 10$ кэВ, $\gamma = 2.5$ для двух питч-углов: 45° и 60° . В частности, для питч-угла $\Theta = 45^\circ$ эти значения параметров соответствуют значению $a = \bar{\epsilon}/\epsilon_2 = 2$ [12]. В этом случае средняя энергия $\bar{\epsilon}$ степенного распределения $f_{nt}(\epsilon)$ в (3) определяется как

$$\bar{\epsilon} = \int_{\epsilon_1}^{\infty} \epsilon f_{nt}(\epsilon) d\epsilon = \frac{\gamma - 1}{\gamma - 2} \epsilon_1, \quad (10)$$

где $\epsilon_1 = 10^4$ эВ и $\gamma = 2.5$. Откуда следует, что $\bar{\epsilon} = 3 \cdot 10^4$ эВ и $\epsilon_2 = 1.5 \cdot 10^4$ эВ.

При относительной концентрации $n = 10^5$ см⁻³ значение степени поляризации оказалось равным $P = 0.26$. Для питч-угла $\Theta = 60^\circ$ соответствующие величины становятся равными $a = 1$ и $\epsilon_2 = 30$ кэВ, а величина $P = 0.18$. Заметим, что дальнейшее увеличение питч-угла ведет к уменьшению степени поляризации.

В работе [3] было показано, что при энергиях порядка 200 кэВ показатель экспоненциального распределения может достигать величины $\gamma = 1.5$. Однако, как следует из выражения (10), величина параметра γ должна быть больше двух. Проводя соответствующие расчеты при $\gamma = 2.01$ и $\Theta = 45^\circ$, для относительной концентрации электронов $n = 10^4$ см⁻³ получим, что степень поляризация оказывается равной $P = 0.24$.

Выразим теперь величину γ через среднюю энергию распределения надтепловых электронов, изображенных на рис. 2 из работы [3]. Считая, что для диапазона энергий электронов от 10^4 до 10^7 эВ величины $\bar{\epsilon}$ и ϵ_1 соответственно равны $\bar{\epsilon} = 5 \cdot 10^5$ эВ и $\epsilon_1 = 10^4$ эВ, из (10) находим следующее значение этого параметра: $\gamma = 2.02$. Тогда для относительной концентрации $n = 10^4$ см⁻³ и питч-угла в 45° значение поляризации становится равным $P = 0.17$.

Анализ результатов расчетов степени поляризации P для значений $\gamma = 2.01$ и 2.02 показывает, что относительное количество надтепловых и анизотропных электронов, которые могут вызывать поляризацию линии гелия в ионосфере, порядка 0.01%. При этом программы математического моделирования степени линейной поляризации излучения ионизованного газа позволяют исследовать ее зависимость от совокупности электронных параметров плазмы и строить соответствующие графики. Важно также отметить, что использование пакета программ MATHCAD позволяет ре-

шать “обратную задачу спектрополяриметрии”, т.е. находить по известному значению поляризации параметры распределения электронов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заметим, что измерение степени линейной поляризации дает уникальную информацию о наличии потоков частиц в ионосфере Земли в периоды вспышек на Солнце. Однако моделирование потоков в течение вспышек является чрезвычайно сложной задачей, так как величины потоков частиц не только зависят от мощности каждой вспышки, но и могут изменяться в ходе ее действия. Моделирование возникновения ударной поляризации с одновременным определением параметров модельного описания движения частиц должно приводить к улучшению возможностей предсказания последствий этих вспышек и методик измерения их характеристик. Более того, моделирование потоков во время вспышек может стать значительно более точным, если проводить одновременные измерения степени линейной поляризации в одной точке ионосферы Земли из трех различных точек на ее поверхности.

Отметим, что проведенное в настоящей работе исследование указывает на возможность изучения влияния плазменных труб (как ионосферных неоднородностей) на работу спутниковых навигационных систем [4]. Действительно, восстановливая параметры распределения электронов и протонов с помощью анизотропного ударного излучения атомов гелия, можно получить ответы на интересующие нас вопросы. В первую очередь, это вопрос о характере распределения и протекания зарядов как внутри каждой трубы, так и снаружи, перпендикулярно ее поверхности. Это важно для столкновительных процессов [15–19], протекающих в *D*- и *E*-слоях ионосферы на высотах 80–110 км, и для прохождения спутниковых сигналов через эти слои [20–22]. Второй вопрос связан с полным зарядом в отдельных фрагментах трубы, что особенно важно в экваториальных областях, где трубы расположены вдоль поверхности Земли. Третий вопрос относится к возможности сильного искажения спутникового сигнала позиционирования при его прохождении через трубу и возникновения соответствующих сцинтиляций в *L*-диапазоне [23, 24]. Прямым подтверждением различия между сцинтиляциями служат отклонения на частотах L_1 и L_2 системы GPS по отношению к стандартному отклонению мощности усредненного сигнала на частоте L_1 , которое

вычисляется по формуле $S4 = \left[(I^2 + Q^2)^2 - 1 \right]^{1/2}$, где I и Q – мнимая и реальная компоненты сигналов GPS. Заметим, что с ростом возмущения ионосферы корреляция между сцинтиляциями сигналов L_1 и L_2 стремится к нулю и выделение

необходимой информации при их взаимной обработке становится практически невозможным.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема 0082-2019-0017, регистрационный номер № AAAA-A19-119010990034-5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Henoux J.C., Karlicky M. // Astron. Astrophys. 2013. V. 556. № 8. A95.
2. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
3. Lin R.P. // Sol. Phys. 1980. V. 67. № 2. P. 393.
4. Loi S.T., Murphy T., Cairns I.H. et al. // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. № 10. P. 3707.
5. Dmitriev A.V., Jayachandran P.T., Tsai L.C. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. № A12. A12244.
6. Suvorova A.V., Huang C.M., Dmitriev A.V. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2016. V. 121. № 6. P. 5880.
7. Kazantsev S.A., Henoux J.C. Polarization spectroscopy of ionized gases. London: Kluver Academic Publishers, 1995.
8. Шапочкин М.Б. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 12. С. 1137.
9. Shapochkin M.B. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2002. V. 35. № 22. P. 4583.
10. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
11. Shapochkin M.B. // Phys. Scripta. 1999. V. 60. № 4. P. 335.
12. Haug E. // Sol. Phys. 1981. V. 71. № 1. P. 77.
13. Hammond P., Karras W., McConkey A.G. et al. // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. № 4. P. 1804.
14. Noren C., McConkey J.W., Hammond P. et al. // Ibid. 1996. V. 53. № 3. P. 1559.
15. Балашов Е.М., Голубков Г.В., Иванов Г.К. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. Вып. 6. С. 2044.
16. Голубков Г.В., Иванов Г.К., Балашов Е.М. и др. // Там же. 1998. Т. 114. Вып. 1. С. 100.
17. Голубков Г.В., Иванов Г.К. // Хим. физика. 2003. Т. 22. № 10. С. 25.
18. Голубков Г.В., Иванов Г.К., Голубков М.Г. // Хим. физика. 2005. Т. 24. № 6. С. 3.
19. Golubkov G.V., Golubkov M.G., Ivanov G.K. // The Atmosphere and Ionosphere: Dynamics, Processes and Monitoring / Eds. Bychkov V.L., Golubkov G.V., Nikitin A.I. New York: Springer, 2010. Р. 1.
20. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Карпов И.В. // Хим. физика. 2011. Т. 30. № 5. С. 55.
21. Голубков Г.В., Голубков М.Г., Манжелей М.И. // Хим. физика. 2012. Т. 31. № 2. С. 31.
22. Голубков Г.В., Голубков М.Г., Манжелей М.И. // ДАН. 2013. Т. 452. № 5. С. 510.
23. Голубков Г.В., Голубков М.Г., Манжелей М.И. // Хим. физика. 2014. Т. 33. № 2. С. 64.
24. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Эппельбаум Л.В. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 5. С. 63.