

УДК 523.9; 523.9-7; 523.9-47; 52-75; 52-76

М. В. Ваврух¹, И. Э. Васильева², О. Н. Стельмах¹, Н. Л. Тышко¹¹Львовский национальный университет имени Ивана Франко
ул. Кирилла и Мефодия 8, Львов, 79005
mvavruk@gmail.com²Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680
vasil@mao.kiev.ua**Непрерывное поглощение и депрессия в спектре
Солнца в области $\lambda = 650...820$ нм**

Приведены результаты расчетов поперечных сечений основных процессов, формирующих непрерывное поглощение в фотосферах звезд типа Солнца (фотоионизация ионов H и возбужденных атомов водорода, поглощение фотонов «свободными» электронами, находящимися в частично ионизированной плазме фотосферы) в видимой и ближней ИК-области спектра. Введено эффективное поперечное сечение водорода, соответствующее наблюдательным данным либо результатам лабораторного эксперимента, и установлено его немонотонное спектральное поведение в области $\lambda = 650...820$ нм, обусловленное фотоионизацией возбужденных атомов водорода. Для плоскопараллельной модели Солнца рассчитан коэффициент непрерывного поглощения как функция длины волны и координаты $\tau_c(z)$ и впервые исследованы его спектральные особенности в указанной выше области спектра, обусловленные структурой эффективного поперечного сечения. Исследована спектральная зависимость интенсивности излучения центра солнечного диска в непрерывном спектре в области $\lambda = 600...900$ нм. Результаты расчета сопоставлены с современными наблюдательными данными. Показано, что отклонение наблюдаемой интенсивности излучения от распределения Планка (депрессия) вызвано процессами фотоионизации возбужденных атомов водорода, находящихся в состояниях с главным квантовым числом $n = 3$. Среднее относительное отклонение в области $\lambda = 650...820$ нм составляет приблизительно 4 %. Установлено, что для звезд типа Солнца величина эффекта депрессии существенным образом зависит от эффективной температуры фотосферы звезды.

НЕПЕРЕРВНЕ ПОГЛИНАННЯ І ДЕПРЕСІЯ У СПЕКТРІ СОЛНЦЯ В ОБЛАСТІ $\lambda = 650\text{...}820$ нм, Ваврух М. В., Васильєва І. Е., Стельмах О. М., Тишко Н. Л. — Наведено результати розрахунку поперечних перерізів основних процесів, що формують неперервне поглинання у фотосферах зір типу Сонця (фотоіонізація іонів Н та збуджених атомів водню, а також поглинання фотонів «вільними» електронами, що перебувають у частково іонізованій плазмі фотосфери) у видимій та ближній ІЧ-області спектру. Введено ефективний поперечний переріз водню, який відповідає спостережуваним даним або результатам лабораторного експерименту, і встановлено його немонотонну спектральну поведінку в області $\lambda = 650\text{...}820$ нм, зумовлену фотоіонізацією збуджених атомів водню. Для плоскопаралельної моделі Сонця розраховано коефіцієнт неперервного поглинання як функцію довжини хвилі і координати $\zeta(z)$ та вперше досліджено його спектральні особливості у згаданій вище області спектру, зумовлені структурою ефективного поперечного перерізу. Досліджено спектральну залежність інтенсивності випромінювання центра сонячного диску в неперервному спектрі в області $\lambda = 600\text{...}900$ нм. Результати розрахунку зіставлено із сучасними спостережуваними даними. Показано, що відхилення спостережуваної інтенсивності випромінювання від розподілу Планка (депресія) зумовлене процесами фотоіонізації збуджених атомів водню, що перебувають у станах з головним квантовим числом $n = 3$. Середнє відносне відхилення в області $\lambda = 650\text{...}820$ нм складає приблизно 4 %. Встановлено, що для зір типу Сонця величина ефекту депресії має суттєву залежність від ефективної температури фотосфери зорі.

CONTINUOUS ABSORPTION AND DEPRESSION IN THE SPECTRUM OF SUN IN REGION $\lambda = 650\text{—}820$ nm, by Vavrukh M. V., Vasil'eva I. E., Stelmakh O. M., Tyshko N. L. — The results of the calculation of cross-section of the basic processes (photoionization ion H, excited hydrogen atoms and absorption of the photons by "free" electrons, that are in partially ionized plasma photosphere) which form continuous absorption in the photosphere of the Sun-type stars in the visible and infrared regions of the spectrum. The effective cross-section of hydrogen, that matches the observed data or the results of laboratory experiments was introduced. It was concluded that its non-monotonic behavior in the spectral region $\lambda = 650\text{—}820$ nm was caused by photoionization of excited hydrogen atoms. The continuous absorption factor for plane-parallel model of Sun was calculated as a function of wavelength and coordinates $\zeta(z)$. For the first time it was investigated its spectral features in above-mentioned region of spectrum was stipulated by structure of effective cross-section. The spectral dependence of the radiation intensity of the center of solar disk in the continuous spectrum $\lambda = 650\text{—}850$ nm was investigated. The calculation results are in good agreement with observed data. It was shown that the deviation of the observed intensity radiation from the Planck distribution (depression) was caused by processes of photoionization of

excited hydrogen atoms, that are in states with first quantum number $n = 3$. The averaged relative deviation in region $\lambda = 650\text{—}820\text{ nm}$ is about 4 %. It was determined that the value of depression effect has a significant dependence on the effective temperature of the photosphere of the Sun-type stars.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование явления непрерывного поглощения в фотосфере Солнца было одной из основных задач астрофизики XX в. Количественной характеристикой этого явления служит коэффициент непрерывного поглощения $\kappa_c(\lambda, z)$, который является локальной величиной и зависит от длины волны, термодинамических параметров (плотности, температуры) и химического состава в заданной точке фотосферы. Он формирует спектральную зависимость интенсивности $I_c(\lambda)$ излучения в непрерывном спектре. В случае плоскопараллельной модели фотосферы и в приближении локального равновесия наблюдаемая интенсивность излучения центра солнечного диска $I_c(\lambda)$ и $\kappa_c(\lambda, z)$ связаны соотношением [6]

$$I_c(\lambda) = I_c^0(\lambda) \exp \int_0^H \kappa_c(\lambda, z) dz - \int_0^H \kappa_c(\lambda, z) B_\lambda(z) \exp \int_z^H \kappa_c(\lambda, z) dz dz, \quad (1)$$

где H — толщина фотосферы, $I_c^0(\lambda)$ — интенсивность излучения в нижней точке фотосферы,

$$B_\lambda(z) = \frac{15}{4} \frac{hc^2}{\lambda^5} \left\{ \exp \left[\frac{hc}{k_B T(z)} \right] - 1 \right\}^{-1} \quad (2)$$

— функция Планка для точки фотосферы с высотой z , которой соответствует температура $T(z)$. По теореме о среднем значении интеграла

$$I_c(\lambda) = B_\lambda(z_0) I_c^0(\lambda) \exp \int_0^H \kappa_c(\lambda, z) dz,$$

откуда следует, что при достаточно большой оптической толщине фотосферы $I_c(\lambda)$ совпадает с распределением Планка, в котором фигурирует эффективная температура $T_{\text{эф}} = T(z_0)$. Поэтому $I_c(\lambda)$ как интегральная характеристика является слабо чувствительной к спектральным и температурным особенностям коэффициента непрерывного поглощения.

Отсюда следует актуальность двух задач — точного измерения $I_c(\lambda)$ в абсолютных единицах и корректного теоретического расчета коэффициента непрерывного поглощения — с целью интерпретации деталей в наблюдаемой спектральной зависимости интенсивности излучения в спектре Солнца, а также других звезд.

Солнечное излучение на длинах волн между 300 и 10000 нм представляет особый интерес для физики Солнца, климатологии, физики атмосферы, агрометеорологии, энергетики по следующим причинам: во-первых, более 99 % энергии от Солнца приходится на спектральную область $\lambda = 150 \dots 4000$ нм (41 % на видимую область и 51 % на инфракрасную область). Излучение от этой части спектра не рассеивается обратно в космос, и следовательно, непосредственно определяет тепловой энергетический баланс земной атмосферы. Во-вторых, эта часть спектра, формируемая в основном глубоко в солнечной фотосфере, может дать ключ к разгадке связи между активными магнитными образованиями и общими спектральными изменениями солнечной радиации [16], а также для проверки моделей, используемых в физике Солнца.

Интегральный поток солнечного излучения между $\lambda = 700$ нм и $\lambda = 2400$ нм составляет примерно половину от общего солнечного излучения. Хорошо известно, что при увеличении длины волн от $\lambda = 800$ нм до $\lambda = 1600$ нм излучение приходит из все более глубоких слоев фотосферы [19]. Минимальный коэффициент поглощения и минимальные значения непрозрачности достигаются при $\lambda = 1600$ нм, что соответствует максимальной яркостной температуре.

ИЗМЕРЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО СПЕКТРА

Измерения абсолютного распределения энергии в спектрах излучения небесных тел является одной из наиболее трудных задач астрофизики. Количественные измерения лучистой энергии вообще являются сложной физической проблемой, а в случае измерений Солнца они усложняются тем, что исследуется протяженный источник с неравномерным распределением яркости (вследствие эффекта потемнения солнечного диска к краю), в земной атмосфере во всем спектральном диапазоне есть рассеяние Рэлея и аэрозольное ослабление (сильно изменяющееся во времени), яркостная температура Солнца намного превышает температуру имеющихся стандартов излучения.

На сегодняшний день самыми востребованными данными о распределении энергии в спектре Солнца являются результаты Лабса и Неккеля [25—27, 29]. Эти наблюдения выполнены в 1960-х гг. в высокогорных условиях (3600 м над уровнем моря) на станции Юнгфрауйох. Оптическая система была смонтирована на экваториальной установке. Наблюдалась участки спектра Солнца шириной 2 нм, непрерывно покрывающие спектральную область $\lambda = 330 \dots 655$ нм. Для области $\lambda = 655 \dots 1240$ нм измерения проводились в отдельных участках и определялась интенсивность излучения непрерывного спектра Солнца. Абсолютизация измерений выполнялась при помощи сравнения с эталонным источником — ленточной вольфрамовой лампой накаливания, калиброванной по АЧТ в Гейдельберге и Берлине. Абсо-

лютная шкала источника сравнивалась со стандартами США, Англии и Канады. Погрешность, по мнению авторов, составила величину 2-3 %. Лабс и Неккель вводили в свои результаты многочисленные редукции.

Измерения распределения энергии в спектре Солнца вне тропосферы Земли начались в 1967 г. по проекту «Галилео-711» Годдардовским центром космических исследований НАСА группой под руководством Текекары [36]. Наблюдения проводились на специально оборудованном самолете во время шести полетов на высоте 11...12 км. Выше этого уровня находится 20 % атмосферы, и содержание паров воды и аэрозоля незначительно. На борту самолета для измерений солнечной радиации были установлены 12 приборов, однако наиболее надежные результаты получены с помощью двойного призмного монохроматора Перкина — Эльмера ($\lambda = 300...4000$ нм), монохроматора Лейса ($\lambda = 300...1600$ нм), фильтрового радиометра ($\lambda = 300...1100$ нм) и спектрометрического радиометра ($\lambda = 300...2500$ нм). Расхождение данных, полученных на разных приборах, достаточно велико, однако данные измерений на монохроматорах и фильтровом радиометре (погрешность 5 %) были сведены в таблицу распределения энергии в спектре диска Солнца [33—35].

Полученные измерения абсолютного распределения энергии в солнечном спектре были использованы для построения полуэмпирических моделей солнечной атмосферы Вернацы [44—46].

В ГАО НАН Украины в начале 1980-х гг. Э. А. Гуртовенко была поставлена задача измерения внеатмосферной величины интегрального спектра Солнца. С этой целью был создан комплекс СЭФ-1 и осуществлена программа измерения интегрального спектра центра солнечного диска в абсолютных энергетических единицах. Наблюдения проводились на высокогорной наблюдательной базе пик Терскол (3100 м) в 1986—1992 гг. в спектральной области $\lambda = 310...1070$ нм. Погрешность результатов для видимой и ИК-области не превышает 2.1 % [12, 13].

В марте 1992 года, марте 1993 г. и ноябре 1994 г. в течение 10 сут проходили полеты в рамках миссии ATLAS-1, ATLAS-2, ATLAS-3 со спектрометром SOLSPEC для измерения абсолютного солнечного спектрального излучения в диапазоне $\lambda = 200...2500$ нм, а с 11 августа 1992 г. по май 1993 г. проводились измерения со спектрометром SOSP (практически аналогичном SOLSPEC), установленном на платформе EURECA (European Retrievable Carrier) [41—43]. По данным SOLSPEC и SOSP был построен солнечный спектр от 200 до 2500 нм. В УФ- и видимой части использовались данные ATLAS-миссий, в инфракрасной части — данные EURECA. Спектральное разрешение составляло 1 нм в области $\lambda = 200...870$ нм и 20 нм в области $\lambda > 870$ нм. Стандартная погрешность составляла около 3 %. Этот спектр был использован для проверки полуэмпирических моделей солнечной атмосферы в ближней ИК-области [17].

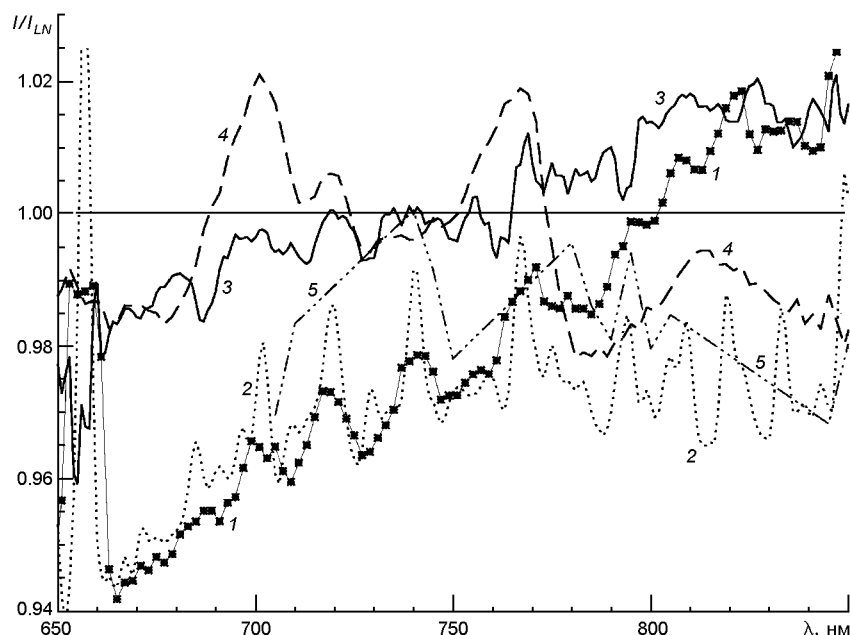


Рис. 1. Отношение некоторых рядов наблюдений к данным Неккеля и Лабса [29]: 1 — наши данные, 2 — данные [35], 3 — [12, 13], 4 — [41], 5 — [10]

Более детальный обзор наблюдений спектрального распределения энергии в спектре Солнца см. в работах [15, 24]. В работе [23], помимо детального анализа некоторых рядов наблюдений, предлагается синтетический ряд распределения энергии в спектре Солнца для области 280...4000 нм.

На рис. 1 показано отношение некоторых рядов наблюдений в спектральной области $\lambda = 650 \dots 820$ нм к данным Неккеля и Лабса [29]. Расхождение между отдельными рядами все еще достигает 8 %.

За последние годы проводились измерения солнечного излучения со спутников — с помощью призмного бортового спектрометра SIM, в ходе миссии SORCE (Solar Radiation and Climate Experiment) в спектральной области до 2.4 мкм с 2003 г.; спектрометра дистанционного зондирования SCIAMACHY с чувствительностью до 2.4 мкм (2002—2012 гг.) и с 2008 г. SOLAR/SOLSPEC на борту Международной космической станции [38].

Расхождения между данными SCIAMACHY и ATLAS-3 достигают максимума в области 1.6 мкм. Расхождение SOLAR/SOLSPEC [37] с данными ATLAS-3 увеличивается с длиной волны, достигая максимума в 12 % на 1.8 мкм. В 2015 г. данные SOLAR были пересмотрены [40], и теперь SOLAR2rev и ATLAS-3 согласуются в пределах 5 % для длин волн меньше 2.2 мкм.

Обращает на себя внимание тот факт, что величина погрешности внеатмосферных измерений спектрального распределения энергии солнечного излучения по оценкам самих авторов обычно превышает

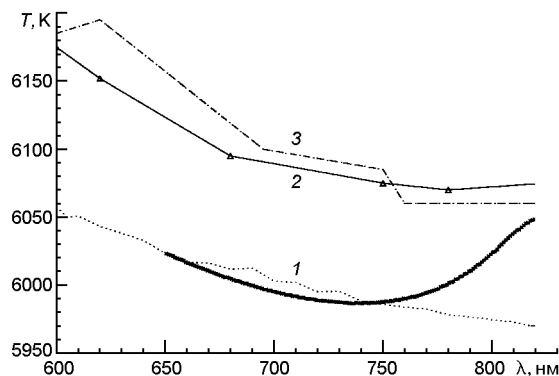


Рис. 2. Яркостная температура квазиконтинуума излучения в центре солнечного диска: жирная линия — наши данные, кривая 1 — данные [35], 2 — [12, 13], 3 — [29]

величину погрешности наземных наблюдений. Это вызвано в первую очередь трудностями калибровки измерений, связанными прежде всего с неконтролируемыми изменениями оптики и приемников излучения в космосе [39]. Очевидно, что в ИК-области спектра, где погрешность редукиции измерений за атмосферную экстинкцию значительно меньше величины погрешности абсолютной калибровки, наземные измерения спектрального распределения энергии солнечного излучения все еще остаются эффективными.

В работе [10] отмечается, что последние полуэмпирические модели [18, 30] указывают на более низкие яркостные температуры в ИК-области (около минимума непрозрачности 1600 нм примерно на 100 К ниже), чем полученные по наблюдениям ATLAS-3. Частично это может быть объяснено одномерностью и статичностью моделей.

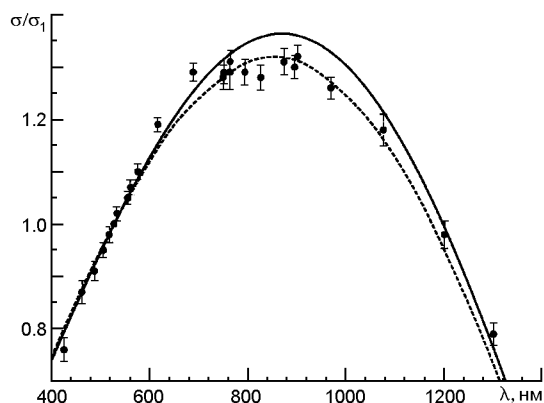
Однако, как указано в работе [47], если наблюдения в данной области соответствуют реальности, это несоответствие может изменить наши представления о H⁻непрозрачности около $\lambda = 1600$ нм, и предстоит пересматривать наше понимание физических процессов и используемые солнечные модели.

На рис. 2 показано положение квазиконтинуума по данным некоторых исследований и настоящей работы.

ПОПЕРЕЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОСНОВНЫХ ПРОЦЕССОВ, ФОРМИРУЮЩИХ НЕПРЕРЫВНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Спектральная зависимость усредненного вдоль радиуса коэффициента непрерывного поглощения в видимой и ближней инфракрасной областях солнечного спектра была установлена Милном [28] на основе наблюдений (максимум в окрестности $\lambda = 900$ нм, глубокий минимум при $\lambda = 1640$ нм и последующее увеличение при увеличении длины волны). Идея Вильдта [48, 49] о том, что основным механизмом непрерывного поглощения в фотосфере Солнца является фотоионизация отрицательных ионов водорода, объяснила поведение $\kappa_c(|z|)$ при $\lambda < 1640$ нм. Идея была настолько неординарной, что привлекла вни-

Рис. 3. Спектральная зависимость относительного поперечного сечения $\sigma/\sigma_1 = (\sigma/\sigma_1)_{\lambda=528\text{ нм}}$ иона Н : штриховая кривая построена по данным [21], сплошная — наши расчеты, точки — результаты эксперимента [31]



мание даже экспериментаторов к задаче определения поперечного сечения фотоионизации ионов Н в лабораторных условиях. Наиболее точные результаты получены в работе [31], в которой измерено относительное поперечное сечение (σ/σ_1) (при $\lambda_1 = 528$ нм) фотоионизации ионов Н в области $\lambda = 400 \dots 1300$ нм. Была обнаружена структура на кривой поперечного сечения, а именно неглубокий минимум в окрестности 820 нм. Фактически в этом эксперименте определялось эффективное поперечное сечение фотоионизации водорода, в котором фотоионизация ионов Н является лишь одним из процессов, дающим преобладающий вклад.

Расчеты, выполненные Чандрасекхаром и Брин [14] на основе идеи Вильдта, не обнаружили структуры на кривой поперечного сечения фотоионизации иона Н. Результаты расчетов Гельтмана [21], выполненные с использованием многопараметрических вариационных волновых функций, оказались очень близкими к результатам [31] везде, кроме области максимума, что видно из рис. 3. Ни эти, ни более поздние исследования [32, 50] не обнаружили структурные особенности на кривой σ/σ_1 и не объяснили расхождения между результатами расчетов и данными измерений [31, 50].

Из общих физических соображений следует, что непрерывное поглощение в области $\lambda < 820$ нм формируется не только фотоионизацией ионов Н и свободно-свободными переходами, но и процессами фотоионизации атомов водорода, находящихся в состояниях с главным квантовым числом $n = 3$. Наиболее важной является фотоионизация атомов, возбужденных в квантовые состояния с $n = 3$, энергия ионизации которых составляет $1/9 R_y$, что только в два раза превышает энергию ионизации иона Н ($0.0555 R_y$).

Поэтому фотоионизация нейтральных атомов водорода является аналогом процесса фотоионизации ионов Н, но дает небольшой вклад из-за низкой концентрации возбужденных атомов в условиях Солнца.

Отметим, что процесс фотоионизации атомов, возбужденных в состоянии с $n = 4$, имеет порог при $\lambda = 1458$ нм. Расчет особенностей спектральной зависимости поперечного сечения в окрестности этой

длины волны трудностей не составляет. Однако возможность обнаружения этих особенностей при помощи наблюдений является более трудной задачей из-за малой величины интенсивности излучения в этой области.

В случае звезд, подобных Солнцу, коэффициент непрерывного поглощения в видимой и инфракрасной областях спектра имеет вид

$$\begin{aligned} \kappa_c(\lambda) &= (T) n_H \sigma_H^{(n)}(\lambda) + n_e \sigma_{ee}(\lambda) + n_a \sigma_a(\lambda), \\ &= (T) \left[1 + \exp\left[-hc/(\lambda k_B T) \right] \right] \end{aligned} \quad (3)$$

В этой формуле $\sigma_H^{(n)}(\lambda)$ — поперечное сечение процесса фотоионизации изолированного иона H, $\sigma_H^{(n)}(\lambda)$ — сечение фотоионизации атома водорода, находящегося в состояниях с главным квантовым числом n , $\sigma_{ee}(\lambda)$ — поперечное сечение поглощения фотона «свободным» электроном, находящимся в среде всех других частиц, $\sigma_a(\lambda)$ — поперечное сечение фотоионизации других частиц (атомы и ионы металлов и пр.), n_H , n_e , $n_H^{(n)}$ — концентрации ионов H, «свободных» электронов, и атомов водорода в соответствующих состояниях. В плоскопараллельной модели фотосферы концентрация частиц определенного сорта является функцией координаты z , определяющей локальную температуру и общую локальную плотность при заданном химическом составе.

Сечения $\sigma_{ee}(\lambda)$ и $\sigma_H^{(n)}(\lambda)$ также являются функциями координаты. Однако для упрощения записи мы не указываем зависимость температуры, сечений и концентраций от z . В конечных выражениях эта зависимость учитывается в рамках использованной модели фотосферы. Но в некоторых промежуточных оценках мы будем пренебрегать координатной зависимостью, применяя для упрощения расчетов однородную модель с фиксированной температурой и общей концентрацией барионов. Обычно под $\sigma_H^{(n)}(\lambda)$ подразумевают поперечное сечение процесса фотоионизации иона H, вследствие чего образуются атом водорода в основном состоянии и фотоэлектрон. В общем случае возможны другие каналы реакции, когда образуется атом в состоянии с главным квантовым числом $n > 1$, чему соответствует сечение $\sigma_H^{(n)}(\lambda)$. Парциальные сечения $\sigma_H^{(n)}(\lambda)$ при $n > 2$ дают вклады в полное поперечное сечение в ультрафиолетовой области спектра. В нашей задаче они нужны лишь для тестирования точности расчета $\sigma_H^{(1)}(\lambda) = \sigma_H^{(1)}(\lambda)$.

В настоящее время спектральная зависимость $\sigma_H^{(1)}(\lambda)$ известна с высокой точностью. Это сечение рассчитано при помощи различных методов — с использованием многопараметрических вариационных волновых функций [21], приближения сильной связи [32, 50], а также в рамках базисного подхода, изложенного в работах [4, 5]. В базисном

подходе волновая функция иона Н представляется в виде билинейного разложения

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{j, k} a_{j, k} \psi_j(\mathbf{r}_1) \psi_k(\mathbf{r}_2)$$

по ортогональным функциям некоторой полной системы (одноэлектронного базиса)

$$\psi_j(\mathbf{r}), \psi_k(\mathbf{r}),$$

содержащей конечное подпространство локализованных функций $\psi_j(\mathbf{r})$, близких к волновым одноэлектронным функциям исследуемого объекта, и подпространства делокализованных функций $\psi_k(\mathbf{r})$, которые на бесконечности обладают асимптотикой плоских волн $\psi_k^{(0)}(\mathbf{r}) = V^{-1/2} \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$. Неизвестные коэффициенты $a_{j, k}$ определяются из решения двухэлектронного уравнения Шредингера, которому удовлетворяет функция $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. В качестве $\psi_j(\mathbf{r})$ мы использовали волновые функции электрона в атоме водорода, принадлежащие низшим энергетическим уровням, а в качестве $\psi_k(\mathbf{r})$ — так называемые ортогонализированные плоские волны, ортогональные функциям $\psi_j(\mathbf{r})$ [8]. В эквивалентном виде представляется и волновая функция системы «атом водорода + фотоэлектрон»:

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \psi_j(\mathbf{r}_1) F_1(\mathbf{k}; \mathbf{r}_2) + \psi_k(\mathbf{r}_2) F_1(\mathbf{k}; \mathbf{r}_1) \}, \quad (4)$$

где $F_1(\mathbf{k}; \mathbf{r})$ — неизвестные ортонормированные функции, которые на больших расстояниях имеют асимптотику

$$F_1(\mathbf{k}; \mathbf{r}) \sim \psi_k^{(0)}(\mathbf{r}), \quad \psi_k^{(0)}(\mathbf{r}) = V^{-1/2} \exp[i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}],$$

если атомный электрон находится в состоянии $\psi_k(\mathbf{r})$. Подставляя разложение (4) в уравнение Шредингера, получаем связанную систему интегрально-дифференциальных уравнений для функций $F_1(\mathbf{k}; \mathbf{r})$.

Матричный элемент оператора импульса электрона

$$\mathbf{P}(\mathbf{k}) = \langle \psi_k(\mathbf{r}_2) | i\hbar \nabla_{\mathbf{r}_2} | \psi_j(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \rangle$$

представляется в виде

$$\mathbf{P}(\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{k} \hbar}{k a_0} \frac{a_0^3}{V} p(k).$$

В частном случае, когда ψ_k обозначает основное состояние атома водорода, получаем соотношение

$$p_H^{(1)}(k) = \frac{16}{3} a_0^2 \frac{k}{k^2} |p_1(k)|^2,$$

где $E_H = 0.0555 \text{ Ry}$ — энергия ионизации иона Н, $k = \sqrt{2m(E - E_H)}/\hbar$, $k^* = k/a_0$, $a_0 = 4 a_0 \hbar c / e^2 = 91.127 \text{ nm}$, a_0 — постоянная тонкой структуры, a_0 — радиус Бора. Здесь $p_1(k)$ — скалярная комплексная безразмерная функция безразмерного аргумента $k = |\mathbf{k}|a_0$. Ее слагаемые рассчитаны в аналитическом виде либо сведены к однократным интегралам, которые рассчитаны численным методом и представлены в виде аппроксимант Паде [5].

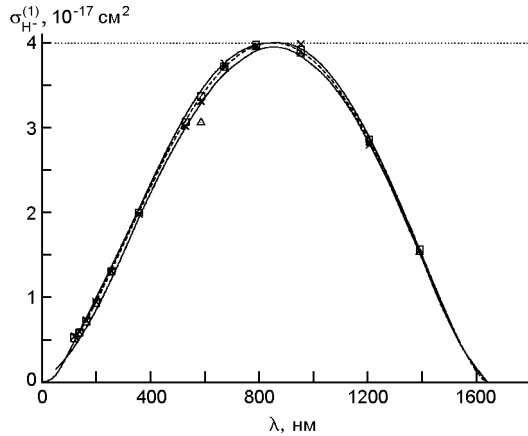


Рис. 4. Зависимость поперечного сечения процесса фотоионизации иона от длины волны. Описание кривых дано в тексте

Различие оценок $\sigma_{\text{H}}^{(1)}$ (), полученных в разных исследованиях, является небольшим, что видно из рис. 4. Нижняя сплошная кривая соответствует работе [21], верхняя построена по результатам наших расчетов, пунктирная кривая — результаты Висгарта [50]. Приведены также данные [9] (треугольники), [11] (крестики), [32] (квадратики). Видно, что в области больших длин волн ($\lambda > 1200$ нм) результаты всех работ близки между собой. Отклонения наблюдаются в области $\lambda < 1200$ нм. Различия оценок [21] и [50] составляют 1.25 %, различие данных [32] и [50] имеют порядок 0.25 %. Кривая, рассчитанная нами, при всех значениях длин волн идет выше пунктирной кривой. Более точную информацию о результатах перечисленных работ дает табл. 1, в которой приведено поперечное сечение фотоионизации иона H в единицах 10^{-17} см^2 не в шкале длин волн, а в шкале энергий фотоэлектрона $E_k = k^2 \text{ Ry}$. Значению энергии $k^2 \text{ Ry}$ соответствует длина волны $\lambda_0 = (k^2 \text{ Ry})^{-1}$ ($k^2 = 0.117$ соответствует длине волны 528 нм).

Таблица 1. Поперечное сечение $\sigma_{\text{H}}^{(1)}$ фотоионизации иона H как функция энергии фотоэлектрона

k^2	$\sigma_{\text{H}}^{(1)}, 10^{-17} \text{ см}^2$				
	[9]	[11]	[32]	[50]	[4]
0.01	1.531	—	1.5650	1.5530	1.56340
0.02	2.810	2.7980	2.8620	2.8460	2.88430
0.04	3.863	3.9820	3.9120	3.8980	3.92950
0.06	3.940	3.9560	3.9780	3.9650	3.97370
0.08	3.695	3.7590	3.7170	3.7080	3.76070
0.10	3.060	3.3130	3.3730	3.3680	3.43470
0.117	—	3.0190	3.0680	3.0780	3.14170
0.20	—	1.9830	2.0000	2.0100	2.04290
0.30	—	1.3110	1.3060	1.3180	1.36210
0.40	—	0.9514	0.9343	0.9444	0.99458
0.50	—	0.7291	0.7161	0.7280	0.76322
0.60	—	0.5912	0.5826	0.5954	0.60332
0.70	—	0.5431	0.5228	0.5393	0.48724

Точность расчета поперечных сечений можно оценить при помощи теста, имеющего название правила сумм для сил осцилляторов. В случае фотоионизации иона H сумма сил осцилляторов

$$F = \sum_{n=1}^{\infty} f_n(\mathbf{k})$$

при корректном расчете должна быть близкой к числу 2.0 ($f_n(\mathbf{k})$ — сила осциллятора для перехода, соответствующего сечению $\sigma_{\text{H}}^{(n)}(\mathbf{k})$). Если использовать соотношение между поперечным сечением $\sigma_{\text{H}}^{(n)}$ в шкале частот и силой осциллятора $f_n(\mathbf{k})$ [6]

$$\sigma_{\text{H}}^{(n)}(\mathbf{k}) = \frac{2^2 e^2}{mc} f_n(\mathbf{k}) \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) R_{\text{y}}$$

и проинтегрировать его по частоте, используя δ -функцию в правой части и переходя от переменной ω к переменной k в левой, то получим равенство

$$F_n = \sum_{\mathbf{k}} f_n(\mathbf{k}) = 4 \int_0^{\infty} a_0^2 \frac{d}{dk} \sigma_{\text{H}}^{(n)}(k) dk, \quad (5)$$

в котором $\sigma_{\text{H}}^{(n)}(k) = \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right]^2$. Равенство (5) можно переписать также в виде

$$F_n = 2 \int_0^{\infty} a_0^2 \frac{d}{dk} k \sigma_{\text{H}}^{(n)}(k) dk.$$

Поскольку поперечное сечение $\sigma_{\text{H}}^{(1)}(\mathbf{k})$ либо $\sigma_{\text{H}}^{(1)}(k)$ в работах [21, 32, 50] рассчитано в ограниченной области энергии фотоэлектрона или же длины волны, то протестировать точность расчета этих сечений затруднительно. В работах [4, 5] матричные элементы оператора импульса электрона представлены в аналитическом виде, поэтому при расчете суммы сил осцилляторов никаких трудностей не возникает. В этом случае $F_1 = 1.735$. Приближенный расчет, выполненный в работе [21], дает значение $F_1 = 1.720$. Для того чтобы оценить точность расчета $\sigma_{\text{H}}^{(1)}$ в других работах, мы рассчитали «недоинтегрированную» сумму

$$F_1 = \left(4 \int_0^{\infty} a_0^2 \frac{d}{dk} k \sigma_{\text{H}}^{(1)}(k) dk \right)_{\text{H}}^{(1)}$$

отбрасывая область длин волн, в которой результаты отсутствуют, либо недостоверны. F_1 представлены в табл. 2, из которой видно, что точность расчета в работах [11, 32, 50] практически одинакова, а в работе [21] — несколько ниже. Согласно нашей работе $F_1 = 1.4673$. Рассчитанная нами сумма сил осцилляторов для процесса фотоионизации при образовании атома водорода в основном и первом возбужденном состоянии $F_1 = F_2 = 1.924$. Из всего вышеизложенного следует,

Таблица 2. Сумма сил осцилляторов F_1

Литературный источник	[21]	[11]	[32]	[50]	[4]
F_1	1.3516	1.4209	1.4259	1.4225	1.4673

что при корректном расчете $\sum_{n,l}^{(1)} \left(\right)$ сумма сил осцилляторов должна быть близкой к значению $F_1 = 1.73$. При учете других парциальных вкладов $\sum_{n,l}^{(n)} \left(\right)$ сумма сил осцилляторов приближается к 2.0, и чем больше сумма, тем более достоверны результаты расчетов.

Расчет поперечных сечений фотоионизации атомов водорода, находящихся в частично ионизованной плазме фотосферы, представляет собой нетривиальную задачу, имеющую простые решения лишь в рамках определенных моделей. В случае изолированного атома, находящегося в вакууме, решение хорошо известно. На основе данных [20] и [22] в работе [5] были получены поперечные сечения фотоионизации атома водорода, находящегося в состояниях с квантовыми числами n, l , в виде функций безразмерного волнового числа $k = |k|a_0$:

$$\sum_{n,l}^{(n)} \left(\right)_{l=0}^{n-1} n_{n,l}(k),$$

$$n_{n,l}(k) = a_0^2 [\tilde{n}_{n,l}(k) - \tilde{n}_{n,l}(k)].$$

В этом приближении $\sum_{n,l}^{(n)} \left(\right)$ не зависят от температуры. В соответствии с законом сохранения энергии

$$nk = x_n^{1/2} (1 - x_n)^{1/2}, \quad x_n = k^2/n^2,$$

что позволяет записать $\tilde{n}_{n,l}(k)$ в виде функций длины волны. В качестве иллюстрации здесь приведены поперечные сечения для состояний с главным квантовым числом $n = 3$:

$$\tilde{n}_{3,0} \left(\right) = 3f_3(x_3)x_3^4 \frac{2^8 3^4}{3} (1 - 8x_3)^{-1} \left(1 - \frac{4}{3}x_3 \right)^2,$$

$$\tilde{n}_{3,0} \left(\right) = 0,$$

$$\tilde{n}_{3,1} \left(\right) = 3f_3(x_3)x_3^5 2^{14} (1 - 8x_3)^{-1} \left(1 - \frac{5}{4}x_3 \right),$$

$$\tilde{n}_{3,1} \left(\right) = 3f_3(x_3)x_3^5 2^{11} (1 - 8x_3),$$

$$\tilde{n}_{3,2} \left(\right) = 3f_3(x_3)x_3^6 \frac{2^{15} 3^2}{25} (1 - 8x_3)^{-1} \left(1 - \frac{5}{4}x_3 \right),$$

$$\tilde{n}_{3,2} \left(\right) = 3f_3(x_3)x_3^6 \frac{2^{12} 3}{25} (1 - 8x_3).$$

Функция $f_3(x_3)$ определена следующими соотношениями:

$$f_3(x_3) = 2 \exp(s_3) [1 - \exp(-r_3)]^{-1}, \quad (6)$$

$$s_3 = \frac{2}{r_3} \operatorname{arctg} \frac{6}{r_3}, \quad r_3 = 6 \frac{x_3}{1 - x_3}.$$

При заданном значении n выполняются неравенства $0 < x_n < 1$. Поэтому $\tilde{\sim}_{n,l}(\cdot)$ являются монотонно возрастающими функциями x_n , имеющими асимптотику

$$\tilde{\sim}_{n,l}(\cdot) \sim \begin{cases} x_n^{l+7/2} & \text{при } x_n \rightarrow 0, \\ \text{const} & \text{при } x_n \rightarrow 1. \end{cases}$$

Как видно из рис. 5, при средних значениях x_n функции $\tilde{\sim}_{n,l}(\cdot)$ возрастают приблизительно как x_n^3 и обладают разрывом в окрестности красных границ ($\tilde{\sim}_{n,l}(\cdot) = 0$ при $x_n = 0$). Нетрудно показать, что при различных значениях l функции $\tilde{\sim}_{n,l}(\cdot)$ близки между собой и имеют порядок 100 при $x_n \rightarrow 1$. В частности, $\tilde{\sim}_{3,0}(x_n^{\max}) = 2 \cdot 10^{12} \cdot 2^8 \cdot 3^4 \cdot 7^2 \cdot 10^{-17}$, поэтому $\tilde{\sim}_{3,0}(x_n^{\max}) \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$.

В частично ионизованной плазме, где имеются «свободные» электроны, процесс фотоионизации атома более корректно рассматривать как состоящий из двух стадий. На первой стадии в результате столкновения атома с фотоном образуется фотоэлектрон, находящийся в поле протона, волновая функция которого близка к кулоновской функции. При небольшой энергии электрона время пребывания его в окрестности протона

$$t_1 \approx R/v_e$$

может превысить время рекомбинации «свободного» электрона с протоном

$$t_2 \approx R/v,$$

поэтому на второй стадии фотоэлектрон уже находится в поле нейтрального атома, и его состояние описывается волновой функцией, близкой к плоской волне. Здесь R имеет порядок радиуса Дебая. Скорость движения фотоэлектрона определяется условием

$$\frac{m}{2} v_e^2 = \hbar \omega - E_n = \frac{e^2}{2a_0} (Z^2 - n^2),$$

где E_n — энергия фотоионизации в ридбергах.

Скорость «свободного» электрона является средней квадратичной при заданной температуре ($v^2 = 3k_B T/m$). Из условия $t_1 \approx t_2$ ($v_e^2 = v^2$) получаем неравенство

$$Z^2 - n^2 \approx \frac{3}{2} k_B T \frac{m}{e^2} \approx \frac{3}{2} k_B T \frac{m}{e^2} (n^2),$$

где t — температура в ридбергах ($t = 2k_B T a_0 / e^2$), $n^2 \approx n^2$.

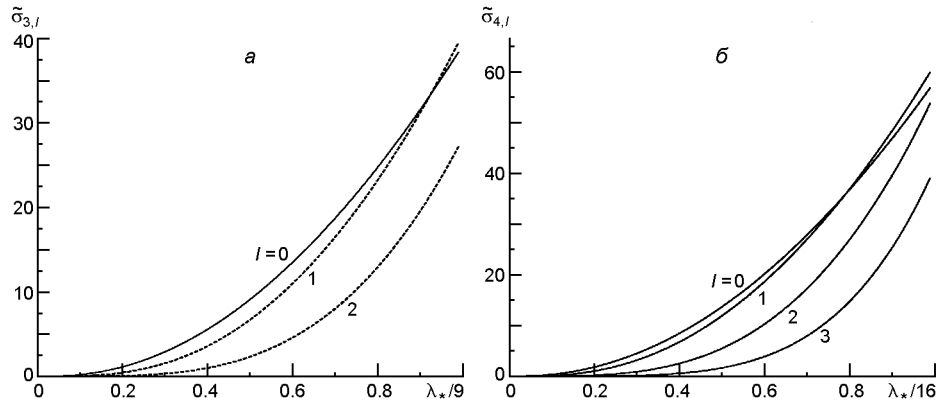


Рис. 5. Зависимость поперечных сечений $\tilde{\sigma}_{3,l}(\lambda)$ и $\tilde{\sigma}_{4,l}(\lambda)$ от длины волны

При эффективной температуре Солнца 6000 К находим, что $\sigma_{*}^{(3)}(t) \approx 6.0$, $\sigma_{*}^{(4)}(t) \approx 8.4$, $\sigma_{*}^{(5)}(t) \approx 10.5$. Из формулы (6) следует, что фотоэлектрон с малой энергией большую часть времени проводит не в кулоновском поле протона, а в слабом поле нейтрального атома. Поэтому при $\sigma_{*}^{(n)}$ более корректны сечения $\sigma_{n,l}(\lambda)$, рассчитанные на кулоновских функциях фотоэлектрона, а при $\sigma_{*}^{(n)}$ — сечения, рассчитанные на функциях, близких к плоским волнам. Как показывает расчет, плосковолновые поперечные сечения фотоионизации атома водорода имеют нулевую асимптотику в окрестностях порогов ($\sigma_{*}^{(n)}$) и этим существенно отличаются от сечений, рассчитанных на кулоновских функциях. В частности, при $n = 3$

$$\sigma_{3,l}^{PW}(\lambda) = a_0^2 2^{8-2l} 3^{3-l} (x_3)^{7/2-l} (1-x_3)^{3/2-l}.$$

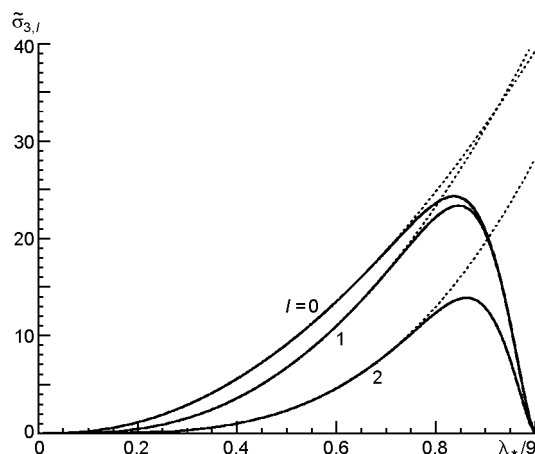
Хотя при $\sigma_{*}^{(n)}(t)$ плосковолновые поперечные сечения близки к кулоновским, модель изолированного атома не вполне приемлема для описания процесса фотоионизации. С целью приближенного учета влияния рекомбинации нами предложены модельные поперечные сечения

$$\sigma_{n,l}^{mod}(|T) = \sigma_{n,l}(\lambda) \exp \left[-b_{n,l} \frac{1/\sigma_{*}^{(n)}(t)/n^2}{1 - \sigma_{*}^{(n)}(t)/n^2} \right]^{3/2},$$

где $\sigma_{n,l}(\lambda)$ — сечения, рассчитанные на кулоновских функциях, а параметры $b_{n,l}$ подбираются таким образом, чтобы сечение $\sigma_{n,l}^{mod}(|T)$ было близким к $\sigma_{3,l}^{PW}(\lambda)$ вблизи порога.

В качестве иллюстрации на рис. 6 представлены кулоновские поперечные сечения и модельные для случая $n = 3$. Поскольку заселенность возбужденных уровней атома водорода уменьшается с увеличением главного квантового числа, а эффекты экранирования приводят к отсутствию состояний с большими значениями n , то приближенный расчет нами выполнен только с учетом квантовых состояний с $n = 3$ и 4.

Рис. 6. Функции $\tilde{\sigma}_{3,l}(\lambda)$ (пунктирные кривые) и модельные поперечные сечения $\tilde{\sigma}_{3,l}^{mod}(\lambda)$ (сплошные кривые) при $b_{3,l} = 8.0$



Поперечное сечение $\sigma_{ee}(\lambda, T)$, соответствующее поглощению фотонов «свободными» электронами, нами также рассчитано в базисном подходе. Концентрация атомов водорода значительно превышает концентрацию атомов других элементов, положительных и отрицательных ионов, поэтому в первую очередь следует учитывать влияние атомов водорода, а также протонов, которые создают дальнедействующее поле. В этом приближении

$$\sigma_{ee}(\lambda, T) \approx a_0^3 \frac{N_H}{V} \sigma_{eH}(\lambda, T) + a_0^3 \frac{N_p}{V} \sigma_{ep}(\lambda, T).$$

При этом $\sigma_{eH}(\lambda, T)$ является поперечным сечением поглощения фотона электроном в поле одного атома, а $\sigma_{ep}(\lambda, T)$ — в поле одного протона. Спектральная и температурная зависимость $\sigma_{eH}(\lambda, T)$ представлена на рис. 7. В спектральной области, где сечение $\sigma_{eH}^{(1)}(\lambda)$ является существенным, сечение $\sigma_{eH}(\lambda, T)$ имеет порядок 10^{14} см^2 , превышая $\sigma_{eH}^{(1)}(\lambda)$ в 1000 раз. Сечение $\sigma_{eH}(\lambda, T)$ имеет существенную температурную зависимость только в области больших длин волн.

Похожую спектральную и температурную зависимость имеет также сечение $\sigma_{ep}(\lambda, T)$, однако его порядок составляет 10^{13} см^2 из-за кулоновского потенциала протона.

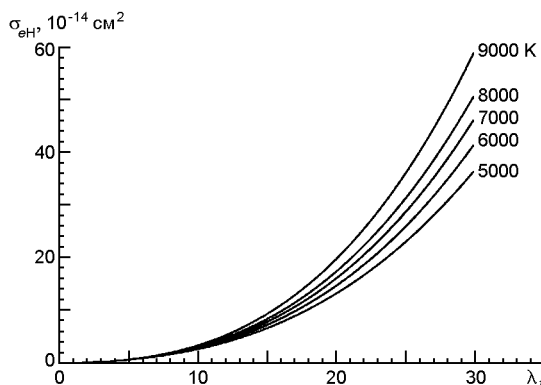


Рис. 7. Спектральная и температурная зависимость поперечного сечения $\sigma_{eH}(\lambda, T)$ в единицах 10^{14} см^2 от длины волны

**КОЭФФИЦИЕНТ НЕПРЕРЫВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
И ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ**

В соответствии с формулой (3) в видимой и инфракрасной областях спектра можно ввести эффективное поперечное сечение водорода

$$\sigma_{\text{эф}}(\lambda) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{N_H^{(n)}}{V} \sigma_n(\lambda) = \frac{N_e}{V} \sigma_{\text{эф}}(\lambda, T) \quad (1)$$

которое можно сравнивать с результатами эксперимента либо наблюдений. Используем далее уравнения ионизационного равновесия [2]

$$\frac{n_H^* n_e^*}{n_H} = \frac{1}{2} \left(\frac{t}{4} \right)^{3/2} U \exp(-t/t), \quad (7)$$

$$\frac{n_p^* n_e^*}{n_H} = \frac{1}{8} \left(\frac{t}{4} \right)^{3/2} U^{-1} \exp(-t^{-1})$$

и уравнение возбуждения

$$\frac{N_H^{(n)}}{V} = \frac{N_H}{V} g_n \exp(-1) \frac{1}{n^2} \frac{1}{t}. \quad (8)$$

Здесь использованы следующие обозначения: g_{n^*} — статистический вес n -го уровня, $n_H^* = N_H a_0^3 / V$, $n_e^* = N_e a_0^3 / V$, $n_{H^*}^* = N_H a_0^3 / V$, $U = Z_e \exp(-t^{-1})$, а Z_e — статистическая сумма атома водорода по дискретным уровням спектра с учетом экранирующего влияния среды как частично ионизированной плазмы (что устраняет проблему расходимости Z_e) [2]. Соотношения (7) и (8) позволяют представить эффективное поперечное сечение в виде

$$\sigma_{\text{эф}}(\lambda) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2} \left(\frac{t}{4} \right)^{3/2} \exp(-t^{-1}) U \sigma_n(\lambda) = \frac{1}{8U} \left(\frac{t}{4} \right)^{3/2} \exp(-t^{-1}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{N_H^{(n)}}{V} \sigma_n(\lambda) = \frac{1}{8U} \left(\frac{t}{4} \right)^{3/2} \exp(-t^{-1}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{N_H}{V} g_n \exp(-1) \frac{1}{n^2} \frac{1}{t} \sigma_n(\lambda), \quad (9)$$

Рис. 8 иллюстрирует влияние $\sigma_{n,l}(\lambda)$ на спектральную зависимость эффективного поперечного сечения $\sigma_{\text{эф}}(\lambda)$ в рамках упрощенной однородной модели, термодинамические параметры которой близки к параметрам Солнца ($T = 6000$ К, $n_* = a_0^3 / m_u = 10^8$, где ρ — плотность вещества, m_u — атомная единица массы). Сечения $\sigma_{eH}(\lambda)$ и $\sigma_{ep}(\lambda)$ при этом не учитывались, что соответствует условиям эксперимента [31], в котором концентрация «свободных» электронов не могла быть сколько-нибудь существенной из-за небольшого объема водорода

Рис. 8. Спектральная и температурная зависимость эффективного поперечного сечения. Нижняя кривая — $\sigma_{\text{н}}(\lambda_*)$. Верхние кривые построены с учетом $\sigma_{\text{н},l}^{\text{mod}}(T)$ и соответствуют температурам 5500 (нижняя кривая), 6000 (средняя) и 6500 К (верхняя). Концентрация барионов $n_* = 10^8$

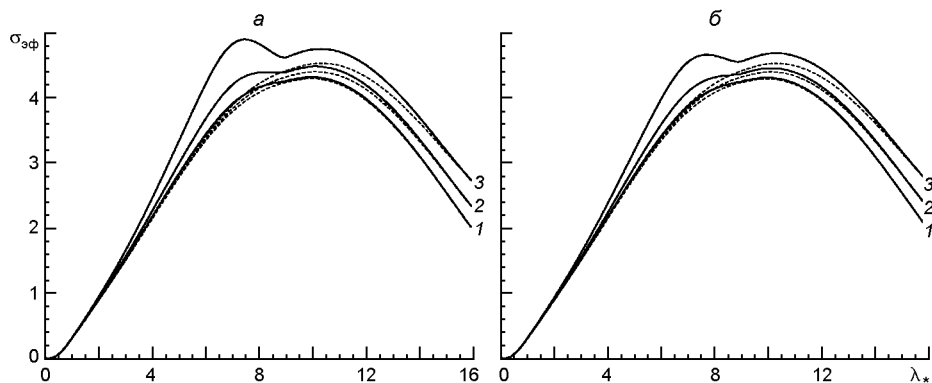
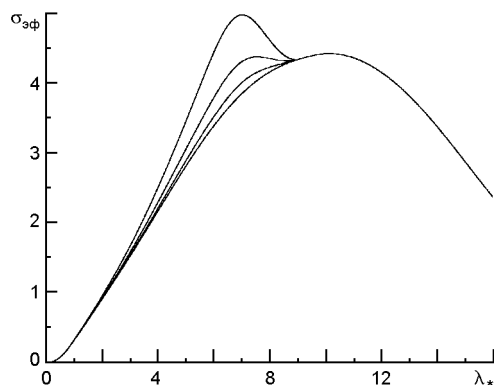


Рис. 9. Спектральная и температурная зависимость эффективного поперечного сечения в единицах 10^{17} см^2 (а — $n_* = 10^8$, б — $n_* = 2 \cdot 10^8$). Пунктирные кривые — без учета $\sigma_{\text{н},l}(\lambda_*)$, сплошные — с учетом модельных сечений. Кривая 1 соответствует температуре 5500 К, 2 — 6000 К, 3 — 6500 К

да. При расчете модельных сечений использованы следующие параметры: $b_{3,l} = 8$, $b_{4,l} = 4$. Если вместо $\sigma_{\text{н},l}^{\text{mod}}(T)$ использовать кулоновские поперечные сечения, то в окрестности $\lambda_* = 9$ ($\lambda = 820 \text{ нм}$) возникает разрыв, который приводит к противоречию между рассчитанной и наблюдаемой спектральной зависимостью интенсивности солнечного излучения в непрерывном спектре.

На рис. 9 представлены значения $\sigma_{\text{эф}}(\lambda_*)$ в приближении (9) для однородных моделей с плотностью барионов $n_* = 10^8$ и $n_* = 2 \cdot 10^8$ при температурах $T = 5500, 6000, 6500 \text{ К}$. Рисунки свидетельствуют о существенной температурной и концентрационной зависимости структуры $\sigma_{\text{эф}}(\lambda_*)$ в окрестности максимума. Пунктирные кривые построены без учета $\sigma_{3,l}(\lambda_*)$ и $\sigma_{4,l}(\lambda_*)$, сплошные — с учетом модельных поперечных сечений.

Нами рассчитан коэффициент непрерывного поглощения как функция длины волны и координаты $\kappa_c(\lambda, z) = n_{\text{H}}(z) \sigma_{\text{эф}}(\lambda, z)$ для плоскопараллельной модели фотосферы Солнца [1] толщиной $H = 240 \text{ км}$, в которой температура изменяется с высотой z в пределах $7310 \dots 4730 \text{ К}$, а плотность — $0.450 \dots 0.088 \text{ г/см}^3$.

Как видно из рис. 10, спектральные особенности эффективного поперечного сечения находят четкое отражение в спектральной зави-

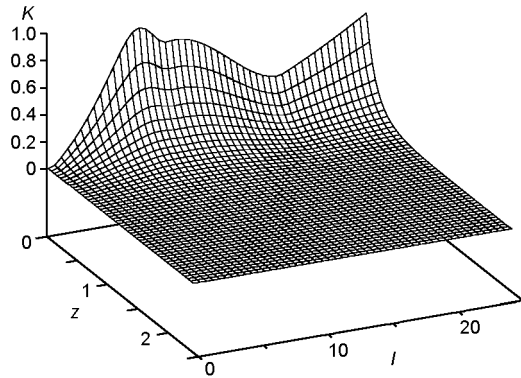


Рис. 10. Спектральная и координатная зависимость коэффициента непрерывного поглощения для фотосферы Солнца, рассчитанная в рамках модели [1]

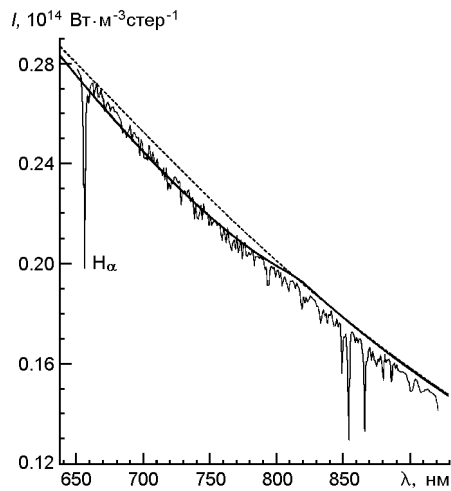


Рис. 11. Интенсивность непрерывного излучения центра солнечного диска (I — в единицах 10^{14} Вт м^{-3} стер $^{-1}$). Сплошная кривая $I_c^{(1)}(\lambda)$ рассчитана по формулам (1) и (2)

симости $\kappa_c(\lambda, z)$ и поэтому должны влиять на спектральную зависимость интенсивности излучения Солнца в области $\lambda = 650 \dots 820$ нм.

Спектральная зависимость интенсивности непрерывного излучения центра солнечного диска, рассчитанная по формулам (1) и (2), представлена на рис. 11. При этом вместо $I_c^{(1)}(\lambda)$ была использована функция Планка. Хотя оптическая толщина фотосферы

$$I_c^{(1)}(\lambda) = \int_0^H \kappa_c(\lambda, z) dz$$

в рассматриваемой области спектра изменяется в пределах 7...8, вклад первого слагаемого формулы (1) не является пренебрежимо малым. Сплошная кривая близка к интенсивности непрерывного излучения, полученной в работе [3]. Пунктирная кривая ($I_c^{(2)}(\lambda)$) изображается функцией Планка с эффективной температурой 6160 К. Разность ординат пунктирной и сплошной кривых определяет эффект депрессии в интенсивности непрерывного излучения центра солнечного диска. Относительная депрессия $[I_c^{(2)}(\lambda) - I_c^{(1)}(\lambda)]/I_c^{(2)}(\lambda)$ в среднем составляет около 4 %, что вполне достаточно для наблюдения этого эффекта.

Отношение рассчитанной нами спектральной интенсивности излучения центра солнечного диска к результатам Неккеля и Лабса [29]

представлено одной из кривых рис. 1. В области $\lambda > 750$ нм указанное отношение оказывается близким к аналогичному отношению данных киевских наблюдателей [12, 13], в области меньших длин волн — к отношению наблюдательных данных Текекары [35], а области $\lambda = 750 \dots 800$ нм — к результатам Болси [10].

Основная причина отклонения результатов наших расчетов от результатов наблюдений в области $\lambda < 750$ нм состоит в том, что расчеты соответствуют излучению в континууме, а наблюдательные данные — интегральному спектру, суммарному излучению в континууме и в линиях.

Как следует из рис. 2, яркостная температура, рассчитанная по нашим данным, в области $\lambda < 750$ нм очень близка к результатам Текекары [35], а в области $\lambda > 750$ нм — к результатам работ [12, 13], а также Неккеля и Лабса [29].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффект депрессии мог быть обнаружен и исследован на несколько десятилетий раньше — он явно прослеживается в наблюдательных данных (см. [1]). Однако только в самом конце XX века были получены достоверные наблюдательные данные, и задача приобрела количественный характер. Как свидетельствуют результаты наших расчетов, основным механизмом формирования депрессии является фотоионизация нейтральных атомов водорода, находящихся в квантовых состояниях с главным квантовым числом $n = 3$.

Из рис. 9 следует, что эффект депрессии чувствителен к распределению температуры в фотосфере звезды, поэтому в звездах более ранних классов он может проявляться значительно сильнее, чем в случае Солнца. Для оценки мы рассчитали его для модели звезды с эффективной температурой 7200 К, в которой $T(z = 0) = 8400$ К, $T(z = H) = 5800$ К. При этом протяженность фотосферы и распределение плотности вещества взяты такими же, как в модели Солнца [1]. В результате расчетов мы нашли, что относительная депрессия составляет приблизительно 7 %. Как следует из рис. 9, эффект депрессии не должен проявляться в случае звезд с эффективной температурой ниже 5000 К.

Как известно, интенсивность излучения Солнца в ультрафиолетовой области зависит от фазы активности. В фазе максимума она в 2–3 раза выше, чем в фазе минимума [2]. Поэтому концентрация атомов водорода, возбужденных на уровни с $n = 3$, может изменяться на протяжении 11-летнего цикла, что может влиять на величину депрессии в области $\lambda = 650 \dots 820$ нм.

1. Аллер Л. Атомы, звезды и туманности. — М.: Мир, 1976.—352 с.
2. Апрощенко И. Н., Гадун А. С., Гопасюк С. И. и др. Вариации глобальных характеристик Солнца / Отв. ред. Э. А. Гуртовенко. — Киев: Наук. думка, 1991.—304 с.

3. *Бурлов-Васильев К. А., Васильева И. Э., Матвеев Ю. Б.* Новые измерения солнечного спектра в абсолютных энергетических единицах в спектральной области $\lambda = 650\text{—}1070$ нм // Кинематика и физика небес. тел.—1996.—**12**, № 3.—С. 75—91.
4. *Ваврух М. В., Стельмах О. М.* Поперечний переріз фотойонізації від'ємних йонів водню // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фіз.—2012.—**47**.—С. 3.
5. *Ваврух М. В., Стельмах О. М.* Поперечні перерізи основних процесів, що формують коефіцієнт неперервного поглинання у фотосферах зір типу Сонця // Журн. фіз. досліджень.—2013.—**17**, № 4.—4902.—18 с.
6. *Вакарчук І. О.* Теорія зоряних спектрів. — Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2002.—356 с.
7. *Стельмах О. М.* Розрахунок йонізаційної рівноваги у зоряних фотосферах // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фіз.—2014.—**49**.—С. 137.
8. *Харрисон У.* Теория твердого тела. — М.: Мир, 1972.—616 с.
9. *Ajmera M. P., Chung K. T.* Photodetachment of negative hydrogen ions // Phys. Rev. A.—1975.—**12**.—P. 475—479.
10. *Bolsee D., Pereira N., Decuyper W., et al.* Accurate determination of the TOA solar spectral NIR irradiance using a primary standard source and the Bouguer — Langley technique // Solar Phys.—2014.—**289**.—P. 24—33.
11. *Broad J. T., Reinhardt W. P.* One- and two-electron photoejection from H : A multichannel J-matrix calculation // Phys. Rev. A.—1976.—**14**.—P. 2159—2173.
12. *Burlov-Vasiljev K. A., Gurtovenko E. A., Matvejev Yu. B.* New absolute measurements of the solar spectrum 310—685 nm // Solar Phys.—1995.—**157**.—P. 51—73.
13. *Burlov-Vasiljev K. A., Matvejev Yu. B., Vasiljeva I. E.* New measurements of the solar disk-center spectral intensity in the near IR range 645—1070 nm // Solar Phys.—1998.—**177**.—P. 25—40.
14. *Chandrasekhar S., Breen F. H.* On the continuous absorption coefficient of the negative hydrogen ion. III // Astrophys. J.—1946.—**104**.—P. 430—445.
15. *Eltbaakh Y. A., Ruslan M. H., Alghoul M. A., et al.* Measurement of total and spectral solar irradiance: Overview of existing research // Renew. Sustain. Energy Revs.—2011.—**15**, N 3.—P. 1403—1426.
16. *Fligge M., Solanki S. K., Pap J. M., et al.* Variations of solar spectral irradiance from near UV to the infrared—measurements and results // J. Atmos. and Sol.-Terr. Phys.—2001.—**63**.—P. 1479—1487.
17. *Fontenla J. M., Avrett E., Thuillier G., Harder J.* Semiempirical models of the solar atmosphere. I. The quiet and-active Sun photosphere at moderate resolution // Astrophys. J.—2006.—**639**.—P. 441—458.
18. *Fontenla J. M., Harder J., Livingston W.* High-resolution solar spectral irradiance from extreme ultraviolet to far infrared // J. Geophys. Res.—2011.—**116**.—D20108.
19. *Fontenla J. M., Harder J. W., Rottman G., et al.* The signature of solar activity in the infrared spectral irradiance // Astrophys. J. Lett.—2004.—**605**.—P. L85—L88.
20. *Gaunt J. A.* Continuous absorption // Phil. Trans. Roy. Soc. London. A.—1930.—**229**.—P. 163—204.
21. *Geltman S.* The bound-free absorption coefficient of the hydrogen negative ion // Astrophys. J.—1962.—**136**.—P. 935—945.
22. *Gordon W.* Die Radialintegrale sind im folgenden stets in atomaren Einheiten angegeben // Ann. Phys.—1929.—**2**.—P. 1031—1056.
23. *Gueymard C.* The Sun's total and spectral irradiance for solar energy applications and solar radiation models // Solar Energy.—2004.—**76**, N 4.—P. 423—453.

24. *Gueymard C. A.* Reference solar spectra: Their evolution, standardization issues, and comparison to recent measurements // *Adv. Space Res.*—2006.—**37**.—P. 323—340.
25. *Labs D., Neckel H.* The radiation of the solar photosphere from 2000 Å to 100 nm // *Z. Astrophys.*—1968.—**69**.—P. 1—73.
26. *Labs D., Neckel H.* Transformation of the absolute solar radiation data into the international practical temperature scale of 1968 // *Solar Phys.*—1970.—**15**, N 1.—P. 79—87.
27. *Labs D., Neckel H.* Improved data of solar spectral irradiance from 0.33 to 1.25 microns // *Solar Phys.*—1981.—**74**.—P. 231—249.
28. *Milne E.* Radiative equilibrium: The relation between the spectral energy curve of a star and the law of darkening of the disc towards the limb, with special reference to the effects of scattering and the solar spectrum // *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.*—1923.—**223**.—P. 201—255.
29. *Neckel H., Labs D.* The solar radiation between 3300 and 12500 Å // *Solar Phys.*—1984.—**90**.—P. 205—258.
30. *Shapiro A., Schmutz W., Schoell M., et al.* NLTE solar irradiance modeling with the COSI code // *Astron. and Astrophys.*—2010.—**517**.—N A48.
31. *Smith S. J., Burch D. S.* Relative measurement of the photodetachment cross section for H // *Phys. Rev.*—1959.—**116**.—P. 1125—1131.
32. *Stewart A. L.* A perturbation-variation study of photodetachment from H // *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*—1978.—**11**.—P. 3851—3860.
33. *Thekaekara M. P.* Proposed standard values of the solar constant and the solar spectrum // *J. Environ. Sci.*—1970.—**13**, N 5.—P. 6—9.
34. *Thekaekara M. P.* Extraterrestrial solar spectrum, 3000—6100 Å at 1 Å intervals // *Appl. Opt.*—1974.—**13**, N 3.—P. 518—522.
35. *Thekaekara M. P., Drummond A. J.* Standard values for the solar constant and its spectral components // *Nat. Phys. Sci.*—1971.—**229**, N 1.—P. 6—9.
36. *Thekaekara M. P., Kruger R., Duncan C. H.* Solar irradiance measurements from a research aircraft // *Appl. Opt.*—1969.—**8**.—P. 1713—1732.
37. *Thuillier G., Bolsee D., Schmidtke G., et al.* The solar irradiance spectrum at solar activity minimum between solar cycles 23 and 24 // *Solar Phys.*—2014.—**289**.—P. 1938—1958.
38. *Thuillier G., Foujols T., Bolsee D., et al.* SOLAR/SOLSPEC: scientific objectives, instrument performance and its absolute calibration using a blackbody as primary standard source // *Solar Phys.*—2009.—**257**.—P. 185—213.
39. *Thuillier G., Goutail J. P., Simon P. C., et al.* Measurement of the solar spectral irradiance from 200 to 3000 nanometers // *Science*.—1984.—**225**.—P. 182—184.
40. *Thuillier G., Harder J. W., Shapiro A., et al.* The infrared solar spectrum measured by the SOLSPEC spectrometer onboard the international space station // *Solar Phys.*—2015.—**290**.—P. 1581—1600.
41. *Thuillier G., Herse M., Labs D., et al.* The solar spectral irradiance from 200 to 2400 nm as measured by the solspec spectrometer from the atlas and eureka missions // *Solar Phys.*—2003.—**214**.—P. 1—22.
42. *Thuillier G., Herse M., Simon P. C., et al.* The visible solar spectral irradiance from 350 to 850 nm as measured by the solspec spectrometer during the atlas I mission // *Solar Phys.*—1998.—**177**.—P. 41—61.
43. *Thuillier G., Herse M., Simon P. C., et al.* The absolute solar spectral irradiance from 200 to 2500nm as measured by the SOLSPEC spectrometer with the ATLAS and EURECA missions // *Phys. Chem. Earth (C)*.—2000.—**25**, N 5-6.—P. 375—377.

44. *Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. I. Basic computation and summary of the results // *Astrophys. J.*—1973.—**184**.—P. 605—632.
45. *Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* —1976.—**30**.—P. 1—60.
46. *Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1981.—**45**.—P. 635—725.
47. *Weber M.* Comment on the article by Thuillier et al. The Infrared Solar Spectrum Measured by the SOLSPEC Spectrometer onboard the International Space Station. Invited Review // *Solar Phys.*—2015.—**290**.—P. 1601—1605.
48. *Wildt R.* Negative ions of hydrogen and the opacity of stellar atmospheres // *Astrophys. J.*—1939.—**89**.—P. 295—301; **90**.—P. 611—620.
49. *Wildt R.* The continuous spectrum of Stellar atmospheres consisting only of atoms and negative ions of hydrogen // *Astrophys. J.*—1941.—**93**.—P. 47—51.
50. *Wishart A. W.* The bound-free photodetachment cross section of H // *J. Phys. B: Atom. and Mol. Phys.*—1979.—**12**.—N 21.—P. 3511—3519.

Стаття надійшла до редакції 13.08.15