UMCS

UNIWERSYTET MARII CURIE-SKŁODOWSKIEJ
W LUBLINIE
Szkoła Doktorska Nauk Ścisłych i Przyrodniczych

Dziedzina: **Nauki fizyczne**
Dyscyplina: **Fizyka teoretyczna**

Mariia Pelekhata
nr albumu: 269594

Ogrzewanie atmosfery Słońca i generacja wiatru słonecznego jako centralne problemy heliofizyki

Heating of the solar atmosphere and generation of the solar wind as central problems of heliophysics

Rozprawa doktorska przygotowywana pod kierunkiem naukowym
prof. dr hab. Krzysztofa Murawskiego

w Instytucie Fizyki

LUBLIN, 2024

Podziękowanie

Pragnę wyrazić głęboką wdzięczność mojemu promotorowi, prof. dr hab. Krzysztofowi Murawskiemu, za nieocenione wsparcie oraz cierpliwość okazywaną na każdym etapie pracy. Jego wyrozumiałość pomogła mi przezwyciężyć trudności, a przekazana wiedza rozbudziła we mnie zainteresowanie tematyką badań. Dziękuję za pokazanie, jak fascynujące mogą być badania naukowe oraz za motywację, która towarzyszyła mi przez cały ten czas.

SPIS TREŚCI

Rozdział 1

WSTĘP

W pierwszym rozdziale niniejszej rozprawy doktorskiej prezentuję obraz badanych zagadnień, czyli głównych problemów heliofizyki i aktualny stan wiedzy na ich temat, oparty na wybranej literaturze. Szczegółowo omawiam dwa kluczowe problemy, do rozwiązania których mogą przyczynić się przeprowadzone przeze mnie badania, a mianowicie problem ogrzewania korony słonecznej i problem powstawania wiatru słonecznego.

1.1 Heliofizyka

Heliofizyka, znana również jako fizyka Słońca, jest interdyscyplinarną dziedziną zajmującą się badaniem fizycznych właściwości i procesów zachodzących w centralnej gwieździe Układu Słonecznego. Skupia się ona na analizie struktury Słońca, dynamiki, atmosfery, promieniowania, jak również na jego interakcjach z otoczeniem kosmicznym, w tym z planetami Układu Słonecznego poprzez zjawiska pogody kosmicznej (Stix 2002; Aschwanden 2005). Heliofizyka obejmuje elementy astronomii, fizyki plazmy, nauk o atmosferze, nauk o Ziemi i innych pokrewnych dziedzin naukowych (Priest 2014).

Głównymi przedmiotami badań heliofizyki są: promieniowanie kosmiczne (Parker 1958), przyspieszanie cząstek plazmy (Schwenn 2006), pył kosmiczny, aktywność słoneczna i jej cykle (Mackay i in. 2010), plazma słoneczna, rekoneksja (przełączanie) linii sił pola magnetycznego (Howard i Tappin 2009) i jego zmiany globalne. Metody badawcze stosowane w tej dziedzinie to obserwacje naziemne, obserwacje satelitarne i modelowanie teoretyczne. Obserwacje naziemne realizowane są za pomocą teleskopów słonecznych i instrumentów do obserwacji Słońca działających w różnych zakresach fal elektromagnetycznych (Gray i Corbally 2009). Obserwacje satelitarne są realizowane przez misje kosmiczne takie jak SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), SDO (Solar Dynamics Observatory) i Parker Solar Probe. Modelowanie teoretyczne polega na przeprowadzaniu symulacji numerycznych, pozwalających na zrozumienie procesów fizycznych zachodzących na Słońcu i w jego otoczeniu.

Heliofizyka odgrywa kluczową rolę nie tylko w dogłębnym poznaniu naszej centralnej gwiazdy (Klimchuk 2006), ale również w ochronie technologii na Ziemi przed skutkami aktywności słonecznej (Howard i Tappin 2009) i w lepszym postrzeganiu procesów fizycznych zachodzących w innych gwiazdach.

1.2 Zrozumienie procesów zachodzących na Słońcu

Zrozumienie zjawisk występujących na Słońcu ma ogromne znaczenie zarówno dla naszej planety, jak i dla szerszego kontekstu kosmicznego. Słońce jest źródłem wiatru słonecznego i burz magnetycznych, które znacząco wpływają na magnetosferę Ziemi (Cranmer 2009). Wiedza na temat tych zjawisk jest niezbędna do przewidywania pogody kosmicznej i ochrony technologii satelitarnych i naziemnych (Schwenn 2006).

Aktywność słoneczna, w tym cykle słoneczne, przyczyniają się do zmian klimatycznych na Ziemi (Lockwood 2012). Wybuchy słoneczne i koronalne wyrzuty masy (CME) mogą zakłócać działanie satelitów, systemów komunikacyjnych GPS i sieci energetycznych (Gopalswamy i in. 2009). Promieniowanie kosmiczne i intensywne promieniowanie ultafioletowe (UV) mogą mieć negatywny wpływ na zdrowie ludzi, zwłaszcza astronautów i załogi lotów wysokościowych (Rycroft 2007). Wiedza o magnetycznej aktywności Słońca jest kluczowa dla planowania i realizacji misji kosmicznych. Zrozumienie warunków panujących w przestrzeni międzyplanetarnej pozwala na bezpieczniejsze podróże kosmiczne (Vogel 2011).

Głowne obszary badań heliofizyki:

- Struktura i dynamika Słońca: heliofizycy prowadzą badania mające na celu zrozumienie struktury wewnętrznej i zewnętrznej Słońca. Analizują oni procesy termojądrowe zachodzące w jądrze, strumienie konwekcyjne, plazmę koronalną i zjawiska magnetyczne, jakie występują na powierzchni i w atmosferze słonecznej (Priest 2014).
- Aktywność słoneczna: zjawiska takie jak plamy słoneczne, rozbłyski, wybuchy koronalne i erupcje słoneczne są przedmiotem badań heliofizyków. Badania te mają na celu zrozumienie procesów fizycznych, które generują te zjawiska i wpływają na przestrzeń kosmiczną i atmosferę ziemską (Solanki, Inhester i Schüssler 2006).
- Wpływ Słońca na przestrzeń kosmiczną: heliofizycy badają oddziaływanie Słońca na przestrzeń kosmiczną poprzez badania wiatru słonecznego, pola magnetycznego Słońca i jego wpływu na magnetosfery i jonosfery planet. Badacze analizują także procesy fizyczne zachodzące w przestrzeni międzyplanetarnej i ich konsekwencje dla sond kosmicznych i innych technologii kosmicznych (Marsch 2006).
- Oddziaływanie Słońca na Ziemię: heliofizyka zajmuje się również badaniem oddziaływania promieniowania słonecznego, wiatru słonecznego i

innych czynników pochodzących ze Słońca na Ziemię. Analizuje się także wpływ tych zjawisk na klimat, atmosferę i technologię satelitarną i telekomunikacyjną (Pulkkinen 2007).

1.3 Centralne problemy heliofizyki

Dwa fundamentalne zagadnienia, które są centralnymi punktami badań w heliofizyce, to ogrzewanie atmosfery słonecznej i powstawanie wiatru słonecznego. Pierwsze z nich koncentruje się na procesach, które prowadzą do ekstremalnie wysokich temperatur w koronie słonecznej, warstwie atmosfery Słońca, której temperatura sięga kilku milionów stopni Kelvina, mimo że znajdujące się poniżej fotosfera i chromosfera są o wiele chłodniejsze (Klimchuk 2006). Drugie zagadnienie dotyczy mechanizmów odpowiedzialnych za przyspieszanie cząstek w koronie do prędkości, które umożliwiają im opuszczenie pola grawitacyjnego Słońca, co skutkuje powstaniem strumienia naładowanych cząstek, znanym jako wiatr słoneczny (Schwenn 2006).

Eksperymentalne i teoretyczne badania nad atmosferą Słońca i wiatrem słonecznym prowadzone są już ponad 60 lat, lecz wiele pytań pozostaje bez odpowiedzi. Pomimo zaawansowanych misji kosmicznych i technologii, pełne zrozumienie procesów zachodzących na Słońcu i ich wpływu na Ziemię nadal wymaga intensywnych badań.

Zarówno ogrzewanie atmosfery słonecznej, jak i generacja wiatru słonecznego mają istotne znaczenie nie tylko w kontekście teoretycznym, mają one bezpośredni wpływ na przestrzeń kosmiczną i na warunki panujące na Ziemi. Zrozumienie tych procesów jest zatem niezbędne nie tylko z punktu widzenia naukowego, ale również z perspektywy technologicznej i praktycznej (Cranmer 2009).

Głównym problemem związanym z koroną słoneczną jest jej ogromna temperatura. W przeciwieństwie do powierzchni Słońca, na której temperatura wynosi około 5800 stopni kelwinów, korona wykazuje temperaturę 1-3 milionów kelwinów. Jest to sprzeczne z intuicyjnym oczekiwaniem, że wyższe warstwy atmosfery powinny być chłodniejsze. Zrozumienie tego zjawiska ma duże znaczenie, ponieważ korona odgrywa kluczową rolę w kształtowaniu pogody kosmicznej i generowaniu wiatru słonecznego (Reale 2014).

Obecne teorie wyjaśniające zjawisko ogrzewania korony koncentrują się na dwóch głównych mechanizmach, które mogą przyczynić sie do podwyższonych temperatur korony:

- Procesy rekoneksji magnetycznej: Rekoneksja magnetyczna polega na anihilacji antyrównoległych linii pola magnetycznego, uwalniając energię, która może ogrzać plazmę słoneczną (Priest i Forbes 2002).
- Fale magnetohydrodynamiczne: Teoria falowa sugeruje, że fale magnetohydrodynamiczne mogą przekształcać energię kinetyczną plazmy w energię cieplną. Czyli plazma w koronie może być podgrzewana przez fale, które następnie mogą przenosić energię z niższych warstw Słońca wyżej (De Moortel i Browning 2015).

Wiatr słoneczny to strumień plazmy wypływający z korony słonecznej, rozprzestrzeniający się w przestrzeń międzyplanetarną z prędkościami rzędu 300 – 2000 km/s. Mimo wysokich temperatur korony, cząstki wiatru słonecznego początkowo poruszają się stosunkowo wolno, ale szybko nabierają prędkości w miarę oddalania się od Słońca (Marsch 2006). Wiatr słoneczny można podzielić na dwa typy w zależności od jego prędkości i gęstości: powolny wiatr słoneczny, pochodzący z obszaru wokół pasa równikowego Słońca, i szybki wiatr słoneczny, który generowany jest w dziurach koronalnych, będących obszarami otwartych linii pola magnetycznego (Geiss, Gloeckler i von Steiger 1995).

Mechanizmy rządzące generacją, rozprzestrzenianiem i przyspieszeniem wiatru nie są obecnie w pełni znane. Trudność w całkowitym zrozumieniu wiatru słonecznego polega na braku wiedzy o istniejących źródłach przepływu plazmy słonecznej. Do przyspieszania cząstek wiatru słonecznego zgodnie z teorią przyczynia się kilka procesów. Najbardziej prawdopodobne to:

- Prędkość termiczna Słońca: Gdy gęstość plazmy maleje, a pole magnetyczne słabnie (szczególnie powyżej krytycznej odległości od Słońca, znanej jako punkt Alfvéna), cząstki są swobodnie uwalniane i mogą osiągnąć większe prędkości. Początkowo uzyskują one energię z wysokich temperatur w koronie, osiągając prędkość około 20 km/s.

- Fale magnetohydrodynamiczne, jak np. fale Alfvéna, w polu magnetycznym Słońca wymuszają fale magnetoakustyczne poruszające się wzdłuż linii pola. Efekt ten jest szczególnie widoczny w koronie słonecznej, gdzie powstają powolne fale magnetoakustyczne. Ponieważ fale te są ścisliwe mogą one deponować swoje energie w postaci energii termicznej.

Teorie te nie są w stanie opisać prędkości wiatru słonecznego wynikających z obserwacji. Dlatego problem jego przyspieszenia pozostaje otwarty. Badanie powstawania wiatru słonecznego zwiększa naszą zdolność przewidywania jego potencjalnego wpływu na Ziemię (Cranmer 2009).

Rozdział 2

CEL I MOTYWACJE BADAŃ

Celem rozprawy doktorskiej jest analiza mechanizmów ogrzewania atmosfery Słońca oraz generacji wiatru słonecznego, które są centralnymi zagadnieniami heliofizyki. Badania koncentrują się na zrozumieniu procesów odpowiedzialnych za istnienie gorącej korony słonecznej, mimo jej oddalenia od chłodniejszej powierzchni Słońca. Innym ważnym zagadnieniem jest analiza mechanizmów, które generują i przyspieszają wypływy plazmy.

Aby w pełni zrozumieć kluczowe problemy heliofizyki, niezbędne jest zapoznanie się z opisanymi w poniższych rozdziałach teoriami. W pracy szczegółowo omawiane są wybrane teorie dotyczące naszej gwiazdy, w tym modele plazmy słonecznej oraz fale magnetohydrodynamiczne. Przedstawione są także wyniki symulacji numerycznych, które ilustrują omawiane zagadnienia.

Przeprowadzane przez nas badania są ukierunkowane na rozwój innowacyjnych, dwu- i trójpłynowych modeli atmosfery słonecznej i wykonanie realistycznych symulacji numerycznych ogrzewania atmosfery i generacji wiatru słonecznego. Te modele są zorientowane na dokładne odwzorowanie złożonych procesów fizycznych zachodzących w atmosferze Słońca, począwszy od fotosfery, poprzez chromosferę, aż po koronę. Podczas wykonywania symulacji numerycznych mamy na celu zbadanie fal magnetohydrodynamicznych (MHD). Dokładne zrozumienie fal MHD jest bardzo ważne, ponieważ mogą one stanowić część rozwiązania głównych problemów heliofizyki. Hipotezą badawczą jest znaczący wkład energii termicznej, przenoszonej przez fale MHD, które były wygenerowane w fotosferze i chromosferze, na ogrzewanie plazmy w koronie słonecznej i generacje jej wypływów. Badania nad wpływem fal MHD na zmiany w atmosferze słonecznej pomogą w zrozumieniu mechanizmów rządzących aktywnością słoneczną oraz mogą mieć istotne znaczenie dla prognozowania pogody kosmicznej i jej wpływu na Ziemię.

Dotychczas opracowano różne idee mające na celu wyjaśnienie nagłego wzrostu temperatury w górnej atmosferze słonecznej. Głownie uważa się, że procesy falowe odgrywają istotną rolę w transporcie energii i jej wyzwalaniu się w atmosferze. Na przykład Yang i Xiang (2016) ujawnili, że fale Alfvéna mogą przenosić znaczącą ilość energii i termalizować ją w koronie słonecznej. Erdélyi i James (2004) zaproponowali, że za mechanizm uwalniania energii odpowiadają zderzenia jonów z neutralami. Zderzenia jonowo-neutralne powodują tłumienie fal Alfvéna, co z kolei wpływa na wzrost temperatury chromosfery (Leake, Arber i Khodachenko 2005; Goodman 2011; Tu i Song 2013; Zaqarashvili, Khodachenko i Soler 2013; Arber, Brady i Shelyag 2016; Shelyag i in. 2016; Soler i in. 2017).

Na dodatek Biermann (1946) i Schwarzschild (1948) jako pierwsi zasugerowali, że fale akustyczne mogą być odpowiedzialne za ogrzewanie chromosfery, co pożniej zostało wielokrotnie potwierdzone (Carlsson i Stein 1995; Ulmschneider i Musielak 2003; Nakariakov i in. 2017; Kuźma, Wójcik i Murawski 2019). Problem tłumienia i termalizacji ich energii na skutek zderzeń jonowo-neutralnych został szeroko zbadany (Kuźma, Wójcik i Murawski 2019; Prasad i in. 2021; Duckenfield, Kolotkov i Nakariakov 2021). Popescu Braileanu i in. (2019) rozszerzyli model Kuźma, Wójcik i Murawski (2019) na fale magnetoakustyczne. Jednak szczegóły mechanizmów uwalniania energii cieplnej związanych z ich dysypacją pozostają nieznane.

Według Hollweg (1978), Hollweg (1981), Hollweg, Jackson i Galloway (1982), Kudoh i Shibata (1999) i Matsumoto i Suzuki (2012), fale Alfvéna mogą potencjalnie indukować wypływy plazmy, co może prowadzić do powstawania wiatru słonecznego. Nowsze badania Yang i Xiang (2016) i Shestov i in. (2017) rzeczywiście pokazują, że fale Alfvéna są w stanie generować szybkie wypływy plazmy. Istotnym problemem jest badanie takich wypływów w dolnej atmosferze słonecznej, szczególnie w chromosferze i obszarze przejściowym (Marsch i in. 2008; Tian i in. 2009; McIntosh i in. 2011; McIntosh 2012; Kayshap, Banerjee i Srivastava 2015).

Większość badań dotyczących centralnych problemów heliofizyki była realizowana przy użyciu jedno- lub dwupłynowych modeli plazmy. Jednak badania Alharbi i in. (2022) wskazują, że w częściowo zjonizowanych niższych warstwach atmosfery słonecznej plazmę można podzielić na dwa różne regiony na podstawie częstości kolizji jej składników. To sugeruje potrzebę wprowadzenia trójpłynowego modelu do naszych badań. Procesy fizyczne zachodzące w niskich warstwach atmosfery słonecznej powinny być badane przy użyciu bardziej realistycznych modeli, które precyzyjniej opisują częściowo zjonizowaną plazmę. Zastosowanie modeli dwu- i trójpłynowych wydaje się kluczowe dla zrozumienia przepływu energii i jej termalizacji. W związku z tym, konieczne jest wykorzystywania bardziej realistycznych modeli, które uwzględniają dodatkowe efekty nieidealne i nieadiabatyczne, aby dokładniej opisać atmosferę słoneczną i uczynić symulacje bardziej precyzyjnymi. Dotychczasowe analizy i symulacje nie obejmowały tego zakresu, co sprawia, że uzyskane wyniki mogą być istotne.

Rozdział 3

ORGANIZACJA ROZPRAWY DOKTORSKIEJ

W niniejszej pracy przedstawiono wyniki badań opartych na własnych symulacjach numerycznych, które zostały zaprezentowane w publikacjach zamieszczonych na poniższej liście. Wszystkie cytowane prace zostały dołączone do pracy w dalszej części (strona 55 i następne).

W części teoretycznej podana jest niezbędna informacja o Słońcu: jego budowa, stopień jonizacji i pole magnetyczne. Szczegółowo opisano strukturę poszczególnych warstw Słońca i zjawiska występujące w tych obszarach, w tym zmiany w stopniu jonizacji plazmy i sposób, w jaki pole magnetyczne Słońca jest przenoszone wraz z materią wiatru słonecznego. Dalej opisywane są fale MHD, wyjaśnia się jakie fale istnieją w atmosferze naszej gwiazdy (fale Alfvéna, powolne i szybkie fale magnetoakustyczne) i jaki wpływ mają one na plazmę słoneczną. W dalszej części pracy opisane jest zjawisko wiatru słonecznego. Omawia się czym jest wiatr słoneczny, jego podział ze względu na prędkości przepływu i jaka jest zależność prędkości wiatru od miejsca powstania na Słońcu.

Ostatnie dwa rozdziały dotyczą praktycznej części danej rozprawy, polegającej na przeprowadzeniu symulacji numerycznych. Na początku omówiono użyte modele plazmy słonecznej i równania dla modeli dwu- i trójpłynowych.

Opisano również kod numeryczny JOANNA (Wójcik, Murawski i Musielak 2018; Wójcik i in. 2019; Wójcik, Murawski i Musielak 2019; Wójcik i in. 2020), który został wykorzystany do przeprowadzenia symulacji. Następnie przedstawiono wyniki numeryczne uzyskane przy pomocy tego kodu i ich interpretacje fizyczne.

Lista publikacji własnych:

- M. Pelekhata, K. Murawski and S. Poedts, Solar chromosphere heating and generation of plasma outflows by impulsively generated two-fluid Alfvén waves, A&A 652, A114 (2021)

- M. Pelekhata, K. Murawski and S. Poedts, Generation of solar chromosphere heating and coronal outflows by two-fluid waves, A&A 669, A47 (2023)

- M. Pelekhata, K. Murawski and S. Poedts, Influence of electrons on granulation-generated solar chromosphere heating and plasma outflows, A&A 689, A155 (2024)

Rozdział 4

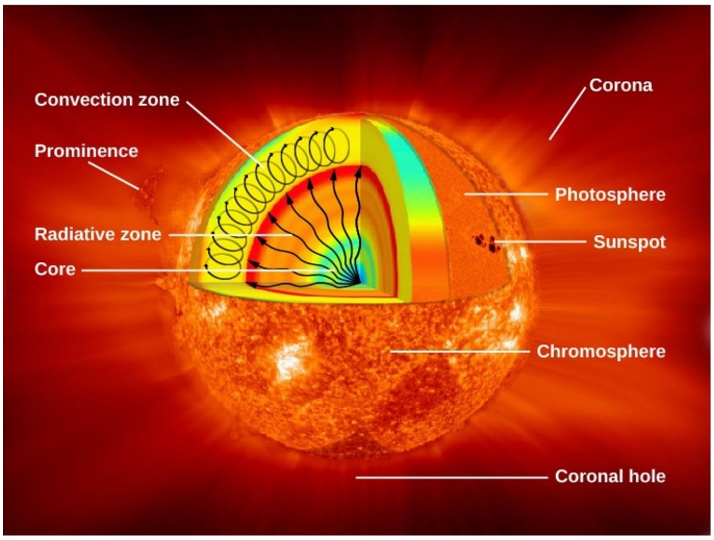
WPROWADZENIE TEORETYCZNE

4.1 Budowa Słońca

Słońce jest najbliższą nam gwiazdą i centralnym punktem Układu Słonecznego znajdującym się około 150 milionów kilometrów (1 jednostka astronomiczna) od Ziemi. Jest ono potężnym źródłem energii, które nieprzerwanie emituje promieniowanie we wszystkich częściach widma elektromagnetycznego. Ma ono średnicę około 1,39 milionów kilometrów, a jego masa wynosi w przybliżeniu $1,9 \cdot 10^{30}$ kilogramów, co stanowi 99,8% całkowitej masy Układu Słonecznego. Słońce składa się głównie z wodoru (około 73% masy) i helu (25% masy), a pozostałe 1,69% masy stanowią cięższe pierwiastki, takie jak żelazo, nikiel, tlen, azot, krzem, siarka, magnez, węgiel, neon, wapń i chrom (Manuel i Hwaung 1983; Asplund i in. 2009).

Słońce należy do gwiazd III generacji, co oznacza, że powstało ono z materii pozostałej po wcześniejszych dwóch generacjach gwiazd. Jego masa w centrum osiągnęła tak wysoką temperaturę i gęstość, że pozwoliło to na zapoczątkowanie reakcji syntezy jądrowej w jądrze. Zostało uformowane ono około 4,5 miliardów lat (Zirker 2002). Gwiazdy o masie porównywalnej do Słońca spędzają na ciągu głównym około 10 miliardów lat, więc obecnie Słońce jest w połowie swojego życia. Za około 5 miliardów lat, kiedy zużyje swoje zapasy wodoru, przekształci się w czerwonego olbrzyma, a następnie odrzuci swoje zewnętrzne warstwy, tworząc mgławicę planetarną i pozostawiając po sobie białego karła.

Słońce przechodzi cykle aktywności, znane jako cykle słoneczne, trwające około 11 lat (Charbonneau 2010; Hathaway 2015). W ich trakcie zmienia się liczba plam słonecznych, wybuchów słonecznych i koronalnych wyrzutów masy, które wpływają na przestrzeń kosmiczną i mogą oddziaływać na Ziemię, powodując zjawiska takie jak zorze polarne.



Rysunek 4.1: Schemat budowy Słońca (źródło: courses.lumenlearning.com)

Materiał, z którego zbudowane jest Słońce, to gorący, zjonizowany gaz - plazma. Pomimo obecności elektronów i jonów, plazma jest elektrycznie obojętna w skali makroskopowej. Grawitacyjne pole gwiazdy ją utrzymuje, a magnetyczne pole ją kształtuje. Słońce nie ma określonej twardej powierzchni; jego gęstość maleje wykładniczo wraz ze wzrostem odległości od centrum. W wyniku tego że gwiazda jest złożona z plazmy, która jest płynem, różne części Słońca obracają się z różnymi prędkościami (rotacja różnicowa). Słoneczna struktura jest skomplikowana, a każda warstwa odgrywa specyficzną rolę. W zależności od temperatury i charakteru zachodzących procesów wyróżnia się trzy główne regiony gwiazdy: jądro, otoczkę i atmosferę, w skład której wchodzi korona (Rys. 4.1). Korona łagodnie przechodzi w wiatr słoneczny, stanowiąc wewnętrzną część heliosfery (Meyer-Vernet 2007; Cranmer, Gibson i Riley 2017).

Energia wytwarzana w jądrze Słońca pochodzi z reakcji termojądrowych, które przekształcają wodór w hel, uwalniając ogromne ilości energii. Ta energia przechodzi przez strefę promienistą, a następnie przez strefę konwektywną, zanim dotrze do fotosfery, skąd jest emitowana jako światło widzialne. Fotosfera jest warstwą, którą widzimy jako jasną powierzchnię Słońca. Nad fotosferą znajdują się chromosfera i korona, materia w których jest bardziej rozrzedzona i osiąga wyższe temperatury. Korona, najbardziej zewnętrzna część atmosfery słonecznej, rozciąga się na miliony kilometrów w przestrzeń kosmiczną. W dalszej części rozdziału przedstawiono szczegółową charakterystykę tych warstw.

4.1.1 Jądro

Jądro Słońca to najgorętsza i najbardziej gęsta część naszej gwiazdy, obejmująca około 20-25% jej promienia. Znajduje się tam około 34% masy całej gwiazdy, co wynika z jego wysokiej gęstości (Zirker 2002). W jądrze gwiazdy co sekundę około 620 milionów ton wodoru przekształca się w hel. Wysoka temperatura i ciśnienie w jądrze są niezbędne, aby pokonać siły odpychające między dodatnio naładowanymi protonami, co pozwala na ich zbliżenie się do siebie i zajście reakcji fuzji. Wytworzona energia w tym procesie jest ogromna, a jej przemieszczenie z jądra do powierzchni trwa szacunkowo od 10 000 do 170 000 lat, zanim zostanie uwolniona w formie promieniowania gamma.

W Słońcu zachodzą dwa główne typy reakcji termojądrowych: reakcja łańcuchowa proton - proton, która jest odpowiedzialna za większość wytworzonej energii Słońca, i cykl CNO skutkiem którego jest mniej niż 1,6% całkowitej energii wytworzonej (Kippenhahn i Weigert 1990). Reakcja proton-proton jest podzielona na trzy główne łańcuchy: ppI, ppII i ppIII. W warunkach panujących w jądrze Słońca (temperatura około 15 milionów kelwinów) dominuje cykl ppI, w którym cztery jądra wodoru łączą się, tworząc jądro helu. Z kolei cykl CNO również prowadzi do powstania stabilnego jądra helu z czterech jąder wodoru, lecz w tym przypadku węgiel pełni rolę katalizatora. Interesującym aspektem jest to, że szybkość reakcji syntezy jądrowej w jądrze Słońca jest w stanie samoregulacji.

4.1.2 Otoczka

Otoczka to region znajdujący się nad jądrem, zajmujący około 70% promienia Słońca.W tej warstwie temperatura nie jest wystarczająco wysoka, aby mogły zachodzić reakcje termojądrowe. Z tego powodu, energia wytworzona w jądrze jest tutaj jedynie transportowana. W jej najgłębszych warstwach, transport odbywa się poprzez dyfuzję promieniowania, natomiast w strefie konwektywnej energia przenoszona jest przez konwekcję (Christensen-Dalsgaard 2002; Miesch 2005). W otoczce następuje także gwałtowny spadek gęstości materii.

Strefa promienista

Strefa promienista, znana również jako strefa radiacyjna, znajduje się bezpośrednio nad jądrem, w obszarze od 0,25 do 0,70 promienia Słońca. Charakteryzuje się ona wysoką gęstością materii, która jest największa w pobliżu jądra i stopniowo maleje w miarę oddalania się od niego. Temperatura w tej warstwie spada od około 7 milionów do około 2 milionów kelwinów na granicy ze strefą konwektywną.

Energia w strefie promienistej jest przenoszona poprzez proces absorpcji i reemisji fotonów, znany jako dyfuzja promieniowania. Jest to bardzo powolny proces, w trakcie którego cząstki plazmy absorbują fotony, co powoduje ich wzbudzenie i emisję nowego promieniowania. To nowe promieniowanie jest następnie ponownie absorbowane przez inne jony. Stabilność tej strefy jest ważna dla utrzymania stałego przepływu energii ku powierzchni Słońca, skąd jest ona emitowana w formie promieniowania elektromagnetycznego i ciepła.

Strefa konwektywna

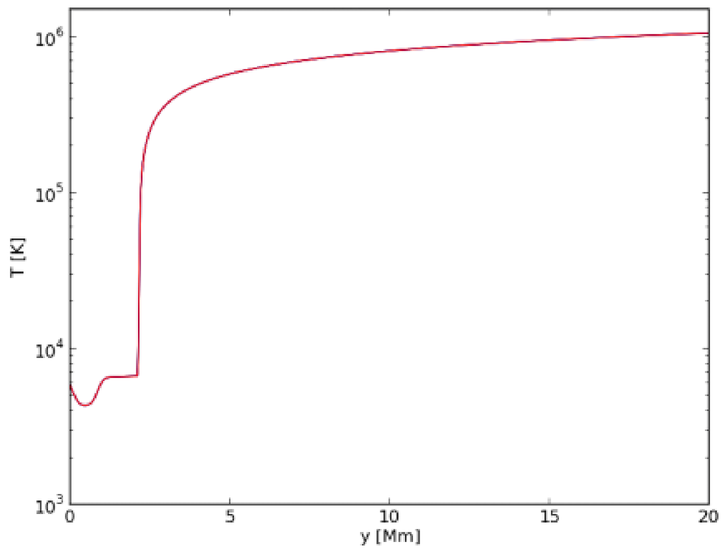
Między strefą promienistą a strefą konwektywną znajduje się warstwa przejściowa zwana tachokliną, która rozciąga się na około 4% promienia Słońca (Thompson i in. 2003). W tej strefie następuje gwałtowna zmiana w charakterystyce ruchu materii: z jednolitego obrotu w strefie promienistej do rotacji różnicowej w strefie konwektywnej.

Strefa konwektywna, która rozciąga się od około 0,70 do 1 promienia Słońca, jest warstwą, w której energia jest transportowana przez konwekcję. Oznacza to, że ciepło przekazywane jest dzięki pionowemu przemieszczaniu się mas plazmy. W miarę zbliżania się do górnych granic strefy konwektywnej, temperatura spada z około 2 milionów kelwinów na dole do około 5-6 tysięcy kelwinów blisko fotosfery. Ta zmiana powoduje zaburzenie równowagi promienistej, w wyniku czego, więcej fotonów dociera z jądra i zostaje pochłonięta w strefie konwektywnej. W wyniku tego wzbudzone i jonizowane atomy zatrzymują transport energii cieplnej, co prowadzi do powstawania niestabilności, która inicjuje konwekcję mas.

Cykliczny ruch plazmy tworzy struktury zwane komórkami konwekcyjnymi (granulami). Średnie rozmiary granul mieszczą się w przedziale 1 – 2 tysiąca kilometrów. W strefie konwektywnej można również zaobserwować spikule - dynamiczne, cienkie strumienie gazu wznoszące się z fotosfery do chromosfery, które są również skutkiem konwekcyjnych ruchów plazmy. Proces konwekcyjny w tej strefie jest znacznie bardziej efektywny w przenoszeniu energii niż dyfuzja promieniowania w strefie promienistej. Wydajność transportu energii poprzez konwekcję mas osiąga nawet 99%.

4.1.3 Atmosfera

Atmosfera słoneczna składa się z kilku warstw, z których każda ma swoje unikalne właściwości (temperatura, gęstość masy i stopień jonizacji) i znaczenie, są to: fotosfera, chromosfera, obszar przejściowy i korona (Hansteen, Leer i Holzer 1997; Aschwanden 2004). Fotosfera jest widoczna gołym okiem, natomiast pozostałe warstwy możemy obserwować jedynie podczas całkowitych zaćmień Słońca lub przy użyciu specjalistycznych urządzeń. Pierwsza warstwa jest uważana za powierzchnie gwiazdy, jest ona zimniejsza od otoczki. W wyższych warstwach temperatura zaczyna wzrastać (Rys. 4.2). W obszarze przejściowym, między chromosferą a dolną koroną, dochodzi do gwałtownego wzrostu temperatury (Uchida i Kaburaki 1974; Ofman 2010).



Rysunek 4.2: Wykres zmiany temperatury w atmosferze słonecznej, zgodnie z półempirycznym modelem Avrett & Loeser (2008)

Atmosfera słoneczna jest miejscem wielu dynamicznych i złożonych zjawisk, takich jak rozbłyski słoneczne, koronalne wyrzuty masy i wiatr słoneczny

(Priest 2014). Rozbłyski słoneczne są nagłymi, intensywnymi wybuchami energii, które mogą zakłócać komunikację radiową na Ziemi. Koronalne wyrzuty masy to ogromne chmury plazmy wyrzucane z korony, które mogą powodować burze geomagnetyczne, kiedy docierają do Ziemi. Wiatr słoneczny to strumień naładowanych cząstek wypływających z korony, wpływający na Ziemie i przestrzeń międzyplanetarną.

Fotosfera

Fotosfera jest najniższą warstwą atmosfery Słońca o grubości około 500 kilometrów. Na dolnej granicy fotosfery temperatura wynosi około 5600 kelwinów, stopniowo spadając wraz z wysokością. W odległości około 100 kilometrów powyżej fotosfery znajduje się cienka warstwa o najniższej temperaturze na Słońcu, osiągającej w przybliżeniu 4340 kelwinów, znana jako warstwa minimum temperaturowego (Rutten 2003). Fotosfera emituje fale elektromagnetyczne w zakresie światła widzialnego.

Charakterystyczną cechą fotosfery są granule i plamy słoneczne. Komórki konwekcyjne penetrują fotosferę i tworzą horyzontalne niejednorodności temperatury i jasności, widoczne jako granulacja i supergranulacja na powierzchni Słońca (Nordlund, Stein i Asplund 2009). Tutaj również można obserwować plamy słoneczne, które są chłodniejszymi obszarami o silnym polu magnetycznym. Ich temperatura jest znacznie niższa, niż w otaczających je obszarach, różnica ta może wynosić do 1500 kelwinów.

Chromosfera

Chromosfera, znajdująca się powyżej minimumu temperaturowego, ma grubość około 1500 kilometrów. W przeciwieństwie do niższych warstw Słońca, temperatura w chromosferze stopniowo wzrasta z wysokością, osiągając około 20 000 kelwinów. Jednym z charakterystycznych zjawisk tej warstwy są spikule -

dynamiczne, wąskie strumienie gazu, które unoszą się z fotosfery do wyższych części atmosfery słonecznej, osiągając wysokość od 5 do 10 tysięcy kilometrów. Średnica podstawy spikuli wynosi od 500 do 3000 kilometrów, a ich czas życia wynosi około 10 minut (Pontieu, Jess i Schrijver 2011). Chromosfera jest także miejscem występowania protuberancji, czyli ogromnych chmur plazmy wyrzucanych z powierzchni Słońca i utrzymywanych przez jego pole magnetyczne (Pariat i in. 2015).

Strefa przejściowa

Między chromosferą a koroną Słońca znajduje się wąska i dynamiczna warstwa przejściowa, grubość której mieści się w zakresie od kilku do kilkuset kilometrów. W tej strefie temperatura gwałtownie wzrasta z około 20 000 kelwinów w chromosferze do kilku milionów kelwinów w koronie (Aschwanden 2004; Ofman 2010). W strefie przejściowej zachodzą także szybkie zmiany w sposobie transportu energii i materii, co powoduje, że obszar ten jest w stanie intensywnego, chaotycznego ruchu. Warstwa ta pełni rolę mostu między chłodniejszą chromosferą a ekstremalnie gorącą koroną.

Korona

Korona słoneczna jest najbardziej zewnętrzną warstwą atmosfery Słońca i przyjmuje się, że rozciąga się na odległość od 2 do 3 promieni słonecznych. Jej struktura jest dynamiczna i zmienia się na skutek zmian aktywności słonecznej, co sprawia, że nie ma wyraźnie określonej górnej granicy. Charakteryzuje się niezwykle wysoką temperaturą, osiągającą nawet 1-3 miliony kelwinów (Aschwanden 2005). Choć skład chemiczny korony jest podobny do fotosfery, większość materii występuje w postaci w pełni zjonizowanych atomów z powodu ekstremalnej temperatury (Aschwanden 2005a).

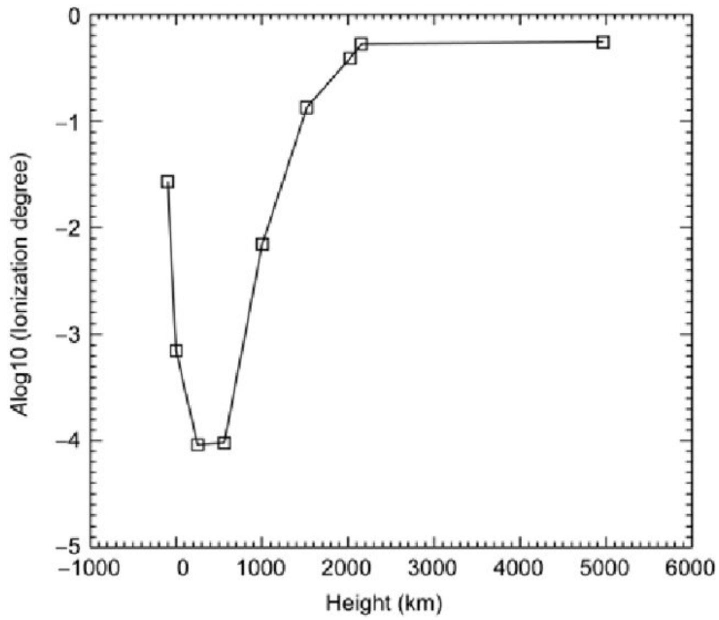
Korona jest odpowiedzialna za wiele zjawisk słonecznych, takich jak koronalne wyrzuty masy (CME) i wiatr słoneczny. Można w niej zaobserwować różne struktury, w tym dziury koronalne, pętle, promienie i inne. Dziury koronalne to obszary, w których linie pola magnetycznego są otwarte, zwykle znajdują się w okolicach biegunów (Cranmer 2002). W regionach równikowych linie pola magnetycznego są zwykle zamknięte, co ogranicza swobodny wypływ plazmy. Jednak w wyniku oddziaływań magnetycznych linie te mogą się rozerwać, co prowadzi do odrywania się plazmy od Słońca. Pętle koronalne, podobnie jak inne struktury słoneczne, powstają w wyniku oddziaływań strumieni magnetycznych, których początki i końce znajdują się w fotosferze, zazwyczaj w obszarach plam słonecznych, a następnie wystają w koronie (Reale 2010). Pomimo znacznych postępów w badaniach, mechanizmy odpowiedzialne za wysoką temperaturę korony i dynamikę tej warstwy pozostają nadal w centrum intensywnych badań naukowych.

4.2 Stopień jonizacji plazmy

Stopień jonizacji atmosfery słonecznej różni się w zależności od rozważanej warstwy, ze względu na zmienność temperatury i gęstości materii (Rys. 4.3) (Avrett 2003; Aschwanden 2004). Jest on miarą ilorazu liczby cząstek, które zostały zjonizowane, do całkowitej liczby cząstek.

W fotosferze, gdzie temperatura wynosi od około 4300 do 5600 kelwinów, stopień jonizacji jest stosunkowo niski. Większość atomów znajduje się w stanie neutralnym, choć niektóre pierwiastki mogą być częściowo zjonizowane, zwłaszcza metale o niższych energiach jonizacji.

W chromosferze, której temperatura wzrasta do około 20 000 kelwinów, jonizacja jest bardziej zaawansowana. Większość atomów wodoru, który jest najobficiej występującym pierwiastkiem, jest zjonizowana, a inne pierwiastki,



Rysunek 4.3: Wykres zmiany stopnia jonizacji atmosfery słonecznej, zgodnie z Jingxiu Wang (2012)

takie jak hel, również zaczynają się jonizować. W tej warstwie obserwuje się znaczne ilości zjonizowanego wapnia i sodu, co wpływa na emisję linii spektralnych widocznych podczas obserwacji chromosfery.

Strefa przejściowa, znajdująca się między chromosferą a koroną, charakteryzuje się gwałtownym wzrostem temperatury, co powoduje dalsze zwiększenie stopnia jonizacji. W tej warstwie większość pierwiastków jest już wysoko zjonizowana. Temperatura w strefie przejściowej wzrasta z kilkudziesięciu tysięcy do kilku milionów kelwinów, co prowadzi do niemal całkowitej jonizacji większości pierwiastków.

Korona, najbardziej zewnętrzna warstwa atmosfery słonecznej, gdzie temperatura osiąga od 1 do 3 milionów kelwinów, jest miejscem, gdzie materia jest w zasadzie w pełni zjonizowana. Większość atomów występuje jako jony wielokrotnie zjonizowane, co oznacza, że straciły one wiele elektronów. Wysoki stopień jonizacji w koronie jest wynikiem ekstremalnie wysokiej temperatury, która dostarcza energii niezbędnej do usunięcia elektronów z atomów.

W różnych warstwach atmosfery Słońca zjawiska takie jak promieniowanie, fale uderzeniowe i pola magnetyczne mają znaczący wpływ na procesy jonizacji (Mason 2022). W szczególności pola magnetyczne mogą skoncentrować energię i przyspieszać cząstki, co prowadzi do lokalnych obszarów o bardzo wysokim stopniu jonizacji. Dynamiczne procesy w atmosferze słonecznej, takie jak rozbłyski słoneczne i koronalne wyrzuty masy, również wpływają na jonizację, wytwarzając intensywne promieniowanie, które dodatkowo jonizuje materię (Cranmer 2017; Harra 2021).

4.3 Fale magnetohydrodynamiczne

Fale magnetohydrodynamiczne (MHD) to zakłócenia pola magnetycznego, prędkości i gęstości plazmy, które rozprzestrzeniają się w plazmie – cieczy elektrycznie przewodzącej. Za pomocą instrumentów, takich jak SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) i TRACE (Transition Region and Coronal Explorer), można obserwować te fale w atmosferze Słońca oraz w wietrze słonecznym (Schrijver 2001). W zależności od swojej natury, fale MHD mogą być klasyfikowane na różne typy, najbardziej ważne dla nas to fale Alfvéna i fale magnetoakustyczne. Liczne prace wykazały obecność fal Alfvéna (Alfvén 1942; Tomczyk i in. 2007; Srivastava i in. 2017; Baker i in. 2021) i fal magnetoakustycznych (Biermann 1946; Schwarzschild 1948) w atmosferze słonecznej.

Fale MHD są kluczowe w zrozumieniu wielu zjawisk dynamiki atmosfery słonecznej, w tym ogrzewania atmosfery słonecznej i powstawania wiatru słonecznego (Priest 2000; Goedbloed i Poedts 2004). W atmosferze Słońca fale MHD mogą być generowane przez turbulencje, ruchy plazmy i interakcje z polami magnetycznymi.

4.3.1 Fale Alfvéna

Fale Alfvéna to rodzaj fal, które rozprzestrzeniają się w plazmie wzdłuż linii pola magnetycznego. Przemieszczają się one z prędkością Alfvéna, która zależy od natężenia pola magnetycznego i gęstości masy. Wektor przemieszczenia cząsteczek plazmy jest prostopadły zarówno do kierunku rozchodzenia się fali, jak i do pola magnetycznego. W koronie słonecznej, fale Alfvéna mogą osiągać bardzo wysokie prędkości. Fale Alfvéna są wynikiem działania napięcia megnetycznego i nie wywołują one zmian ciśnienia i gęstości plazmy.

Fale Alfvéna mają kluczowe znaczenie w atmosferze słonecznej. Mogą wpływać na przepływ energii i dynamikę plazmy w tych obszarach (Piddington 1956; Osterbrock 1961). Fale Alfvéna mogą przenosić wystarczającą ilość energii do ogrzania korony słonecznej (Yang i Xiang 2016). Uważa się, że zderzenia jonowo-neutralne powodują tłumienie fal Alfvéna, co z kolei wpływa na wzrost temperatury chromosfery (Leake, Arber i Khodachenko 2005; Goodman 2011; Tu i Song 2013; Zaqarashvili, Khodachenko i Soler 2013; Arber, Brady i Shelyag 2016; Shelyag i in. 2016; Soler i in. 2017). Powstające w fotosferze fale, mające okresy rzędu kilku sekund, mogą nie docierać do korony słonecznej, ponieważ są skutecznie tłumione przez kolizje jonów z cząstkami neutralnymi w górnej chromosferze (Zaqarashvili, Khodachenko i Soler 2013; Soler i in. 2017). Wykazano również, że fale Alfvéna mogą osiągać znaczne amplitudy w chromosferze, wynoszące często od kilku do kilkudziesięciu km/s (Goossens, Verwichte i Erdélyi 2008). Ten rodzaj fal może napędzać fale magnetoakustyczne przez siłę ponderomotoryczną (Verdini, Velli i Buchlin 2009; Matsumoto i Shibata 2010).

4.3.2 Fale magnetoakustyczne

Fale magnetoakustyczne to rodzaj fal magnetohydrodynamicznych, które występują w plazmie i łączą właściwości fal akustycznych (ciśnieniowych) i magnetycznych. W wyniku rozchodzenia się zaburzają rozkład ciśnienia plazmy i pola magnetycznego. Fale te dzielą się na dwa typy: szybkie i powolne fale magnetoakustyczne. Szybkie fale magnetoakustyczne poruszają się quasi-izotropowo z prędkością wyższą niż prędkość dźwięku w plazmie (Shetye i in. 2021), natomiast fale powolne przemieszczają się wzdłuż linii pola magnetycznego, mając prędkość zbliżoną do prędkości dźwięku w rozważanym ośrodku.

Oba typy fal mogą przenosić energię i moment pędu przez atmosferę słoneczną, odgrywając istotną rolę w zrozumieniu wielu zjawisk zachodzących w tym obszarze, w tym ogrzewania korony słonecznej i dynamiki wiatru słonecznego (Carlsson i Stein 1995; Ulmschneider i Musielak 2003; Nakariakov i in. 2017; Kuźma, Wójcik i Murawski 2019). Podobnie do fal Alfvena, fale magnetoakustyczne uwalniają swoją energię na skutek kolizji jonów z neutralnymi cząstkami w chromosferze (Popescu Braileanu i in. 2019; Prasad i in. 2021; Duckenfield, Kolotkov i Nakariakov 2021).

4.4 Wiatr słoneczny

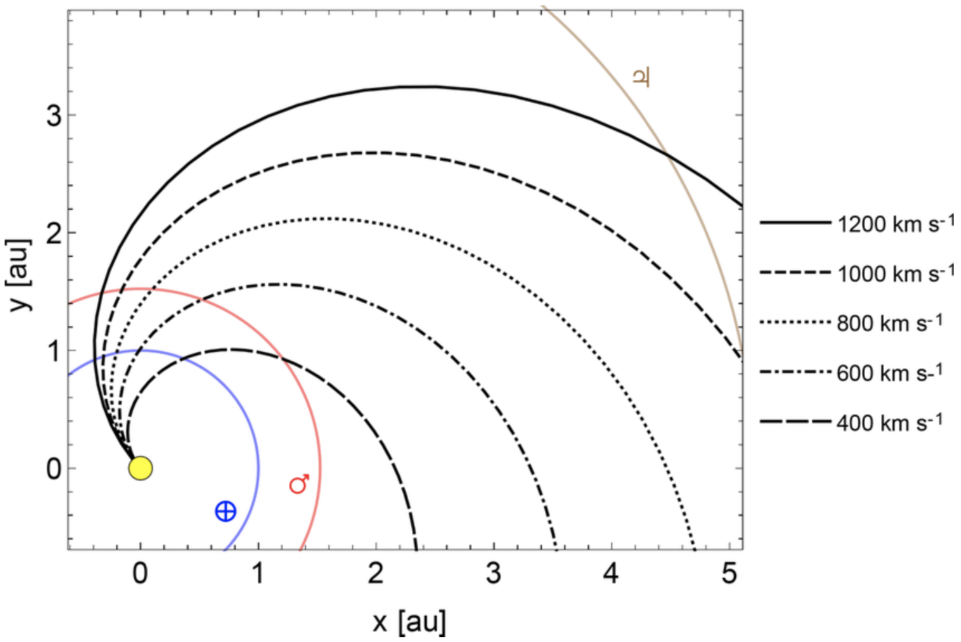
Wiatr słoneczny to strumień naładowanych cząstek, głównie protonów i elektronów, z dodatkiem śladowych ilości zjonizowanych jąder ciężkich pierwiastków. Emitowany przez Słońce w przestrzeń międzyplanetarną. Strumień ten niesie ze sobą pole magnetyczne wmrożone w plazmę słoneczną. Wiatr słoneczny odpowiada za wiele zjawisk w Układzie Słonecznym, takich jak burze geomagnetyczne i zorze polarne, co może prowadzić do zakłóceń w systemach komunikacji satelitarnej i nawigacyjnych (Hartle 2002; Burlaga 2005).

Wczesne modele wiatru słonecznego opierały się głównie na teorii, że materia korony słonecznej jest przyspieszana przez siłę gradientu ciśnienia (Parker 1958). Modele te zakładały, że plazma korony jest ogrzewana do temperatury około 2 milionów kelwinów, co sprawia, że jej cząstki osiągają prędkość naddźwiękową na skutek zderzeń termicznych. Zgodnie z obliczeniami prędkości kosmicznej, aby cząstki mogły uciec z pola grawitacyjnego Słońca, ich prędkość musi wynosić około 618 km/s. Jednakże zderzenia termiczne wewnątrz korony nadają protonom średnią prędkość tylko około 145 km/s, co oczywiście nie jest wystarczającą wartością. Oznacza to, że niezbędny jest dodatkowy mechanizm przyspieszający plazmę.

W atmosferze słonecznej na plazmę działają różne siły, które w kombinacji mogą prowadzić do powstania i przyspieszania wiatru słonecznego. Fale MHD i rekoneksja magnetyczna w małej skali są uważane za głównych kandydatów do energetyzowania atmosfery Słońca (Ofman i Alexander 2006; H.Yang 2016). Teoria sugeruje, że fale MHD mogą nadawać plazmie energię wystarczającą do ucieczki z pola grawitacyjnego Słońca (Yang, Lee, Chao, 2016). Jednak mechanizm kinetyczny, który powoduje ogrzewanie materii, wciąż nie jest w pełni określony.

Wiatr słoneczny przenosi razem z plazmą pole magnetyczne naszej gwiazdy. Początkowo cząsteczki wiatru słonecznego poruszają się wzdłuż linii pola magnetycznego, rozchodząc się radialnie. Jednak na większych odległościach rotacja słoneczna zakręca pole magnetyczne, tworząc strukturę zwaną spiralą Parkera (Rys. 4.4). Wiatr słoneczny staje się złożoną spiralą o zmiennej prędkości i gęstości plazmy. Jego prędkość zwiększa się wraz z oddalaniem się od Słońca, na odległości kilku pierwszych promieni słonecznych akceleracja gwałtownie rośnie, a następnie maleje. W zależności od prędkości przepływu i obszaru powstania, wyróżniamy trzy klasy wiatru słonecznego (McComas 2002):

1) Powolny wiatr słoneczny, poruszający się z prędkością około 300-500 km/s

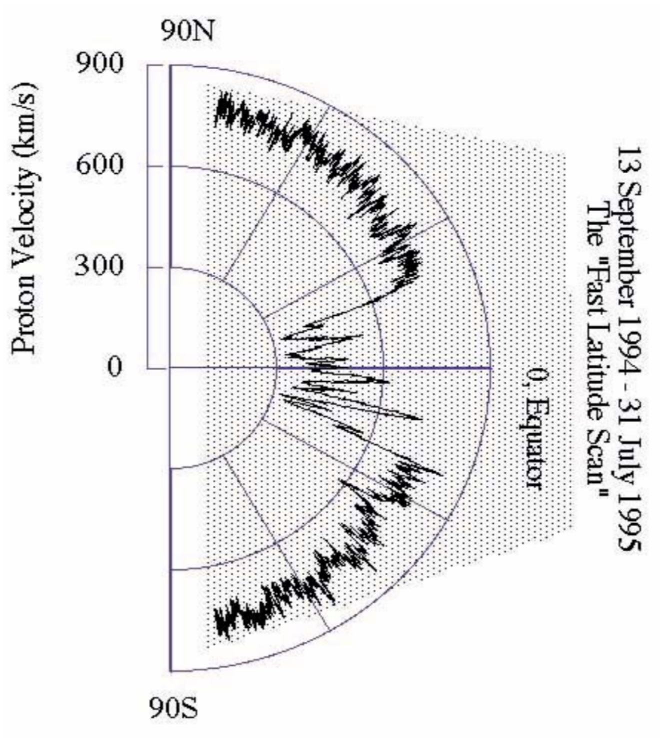


Rysunek 4.4: Schemat rozchodzenia się wiatru słonecznego, zgodnie z Christoph Lhotka (2019)

w pobliżu orbity Ziemi, jest generowany w spokojnych obszarach korony (głównie z równikowego regionu Słońca). Plazma przenoszona przez ten wiatr ma temperaturę około 10^5 kelwinów, a jej skład chemiczny jest podobny do plazmy z korony słonecznej.

2) Szybki wiatr słoneczny osiąga prędkość 500-700 km/s w okolicach orbity Ziemi i pochodzi z dziur koronalnych, czyli obszarów gdzie linii sił pola magnetycznego są otwarte. Materia ma temperaturę około $8 \cdot 10^5$ kelwinów, a jej skład chemiczny jest podobny do plazmy z fotosfery.

3) Gwałtowny przepływ, osiągający prędkość do 2000 km/s, jest wynikiem koronalnych wyrzutów masy. Wyrzucana plazma zawiera jony o niskim stopniu jonizacji, co sugeruje, że znaczna jej część pochodzi z chłodniejszych regionów atmosfery, takich jak chromosfera. Dokładnie ten wysokoenergetyczny rodzaj wiatru jest przyczyną burz magnetycznych na Ziemi.



Rysunek 4.5: Schemat rozkładu prędkości wiatru słonecznego w zależności od obszaru powstania, zgodnie z Steve Suess (1999)

Oddziaływanie materii międzygwiazdowej na wiatr słoneczny wzrasta wraz z oddalaniem się od naszej gwiazdy. Przestrzeń w której występuje materia pochodząca ze Słońca nazywana jest heliosferą. Heliosfera obejmuje wszystkie planety i większość mniejszych ciał Układu Słonecznego. Jej granica jest definiowana przez zachowanie wiatru słonecznego, który dzieli ją na dwa obszary (Gurnett 2001):

- szok końcowy - to miejsce, w którym prędkość wiatru słonecznego spada poniżej prędkości dźwięku. Zjawisko to zachodzi w odległości około 75-90 jednostek astronomicznych od Słońca.
- heliopauza - to granica heliosfery, za którą występuje materia lokalnego ośrodka międzygwiazdowego.

Wiatr słoneczny został odkryty kilka dekad temu (Neugebauer i Snyder 1962), a badania nad nim – zarówno eksperymentalne, jak i teoretyczne – są nadal prowadzone. Mimo to, mechanizmy jego generacji i przyspieszenia wciąż pozostają nierozwiązane.

Rozdział 5

SYMULACJE NUMERYCZNE FAL MAGNETOHYDRODYNAMICZNYCH

5.1 Modele plazmy słonecznej

Plazma to gaz o wysokim stopniu jonizacji, co oznacza, że większość jej cząsteczek posiada ładunek elektryczny. W skali makroskopowej jednak, plazma pozostaje elektrycznie neutralna, co określane jest jako quasi-neutralność. Cząstki plazmy mogą mieć różne ładunki, wartości prędkości oraz temperatury. Ze względu na obecność jonów, plazma jest doskonałym przewodnikiem elektrycznym. Słoneczna materia wykazuje silną reakcję na pola magnetyczne, co skutkuje powstawaniem złożonych struktur i dynamicznych zjawisk, takich jak pętle magnetyczne, dziury koronalne oraz koronalne wyrzuty masy (CME).

W dolnych warstwach atmosfery słonecznej interakcje między różnymi składnikami plazmy są traktowane jako zbiorowe, co uzasadnia uwzględnianie plazmy jako płynu. Modele płynowe stanowią kluczowe narzędzia do opisywania zachowania plazmy w atmosferze słonecznej. Opierają się one na teorii dynamiki płynów i teorii MHD, łącząc ruch płynu z wpływem pól magnetycznych. Dzięki tym modelom możemy lepiej zrozumieć wiele procesów zachodzących na Słońcu, od konwekcji w fotosferze po dynamiczne zjawiska w koronie.

5.1.1 Model dwupłynowy

W fotosferze i chromosferze temperatura plazmy jest niska, więc nie jest ona w tych obszarach w pełni zjonizowana. W fotosferze stopień jonizacji może wynosić zaledwie 0,01%. W związku z tym, konieczne jest uwzględnienie dynamiki cząstek neutralnych w tych warstwach atmosferycznych (Avrett 2003; Aschwanden 2005b). W modelu dwupłynowym cząstki naładowane (jony+elektrony) i neutrale są traktowane jako dwa oddzielne płyny. Każdy z tych dwóch płynów ma swoją własną gęstość masy, prędkość przepływu i ciśnienie gazu, a oddziałują one ze sobą poprzez zderzenia jonowo-neutralne. Ewolucje plazmy opisują równania dwupłynowe, które obejmują równania zachowania masy, pędu i energii, a także równanie indukcji i warunek solenoidalny. Równania te można zapisać w następującej formie (Khomenko 2015; Ballester i in. 2018; Wójcik i in. 2019):

$$\frac{\partial \varrho_{\rm ie}}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie}) = 0\,, \tag{5.1}$$

$$\frac{\partial \varrho_{\rm n}}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n}) = 0\,, \tag{5.2}$$

$$\frac{\partial (\varrho_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie})}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie} + p_{\rm ie}\mathbf{I}) = \tag{5.3}$$

$$\varrho_{\rm ie}\mathbf{g} + \frac{1}{\mu}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} - v_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n})\,,$$

$$\frac{\partial (\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n})}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n} + p_{\rm n}\mathbf{I}) = \varrho_{\rm n}\mathbf{g} + v_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n})\,, \tag{5.4}$$

$$\frac{\partial E_{\rm ie}}{\partial t} + \nabla\cdot\left[\left(E_{\rm ie} + p_{\rm ie} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}\right)\mathbf{V}_{\rm ie} - \frac{\mathbf{B}}{\mu}(\mathbf{V}_{\rm ie}\cdot\mathbf{B})\right] = \tag{5.5}$$

$$(\varrho_{\rm ie}\mathbf{g} + v_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n}))\cdot\mathbf{V}_{\rm ie} + Q_{\rm ie}\,,$$

$$\frac{\partial E_{\rm n}}{\partial t} + \nabla\cdot[(E_{\rm n}+p_{\rm n})\mathbf{V}_{\rm n}] = \tag{5.6}$$

$$(\varrho_{\rm n}\mathbf{g} + v_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n}))\cdot\mathbf{V}_{\rm n} + Q_{\rm n}\,,$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla\times(\mathbf{V}_{\rm ie}\times\mathbf{B}), \qquad \nabla\cdot\mathbf{B} = 0\,, \tag{5.7}$$

$$E_{\rm ie} = \frac{\varrho_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie}^2}{2} + \frac{p_{\rm ie}}{\gamma-1} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}, \quad E_{\rm n} = \frac{\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n}^2}{2} + \frac{p_{\rm n}}{\gamma-1}\,, \tag{5.8}$$

gdzie:

$$p_{\mathrm{ie}} = \frac{k_{\mathrm{B}}}{m_{\mathrm{ie}}}\varrho_{\mathrm{ie}}T_{\mathrm{ie}}\,, \quad p_{\mathrm{n}} = \frac{k_{\mathrm{B}}}{m_{\mathrm{n}}}\varrho_{\mathrm{n}}T_{\mathrm{n}}\,, \tag{5.9}$$

$$Q_{\mathrm{ie}} = \frac{1}{2}\nu_{\mathrm{in}}\varrho_{\mathrm{ie}}(\mathbf{V}_{\mathrm{ie}} - \mathbf{V}_{\mathrm{n}})^2 - \frac{1}{\gamma-1}\frac{\nu_{\mathrm{in}}\varrho_{\mathrm{ie}}k_{\mathrm{B}}}{m_{\mathrm{ie}}+m_{\mathrm{n}}}(T_{\mathrm{ie}} - T_{\mathrm{n}})\,, \tag{5.10}$$

$$Q_{\mathrm{n}} = \frac{1}{2}\nu_{\mathrm{in}}\varrho_{\mathrm{ie}}(\mathbf{V}_{\mathrm{ie}} - \mathbf{V}_{\mathrm{n}})^2 - \frac{1}{\gamma-1}\frac{\nu_{\mathrm{in}}\varrho_{\mathrm{ie}}k_{\mathrm{B}}}{m_{\mathrm{ie}}+m_{\mathrm{n}}}(T_{\mathrm{n}} - T_{\mathrm{ie}})\,. \tag{5.11}$$

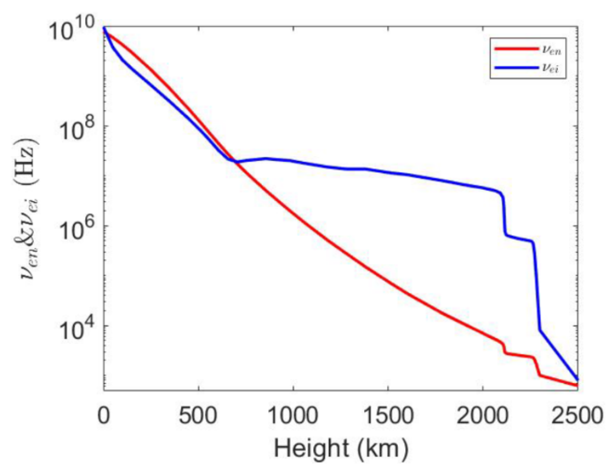
Indeksy $_{\mathrm{i,e,n}}$ odnoszą się odpowiednio do jonów (protonów), elektronów oraz neutrali (atomów wodoru). Oznacza to, że $\mathbf{V}_{\mathrm{i}}$ i $\mathbf{V}_{\mathrm{n}}$ to prędkości jonów i neutrali, $\mathbf{B}$ to pole magnetyczne, $\mathbf{I}$ to macierz jednostkowa, a $\mathbf{g} = [0, -g, 0]$, gdzie $g = 274.78\ \mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-2}$ to przyspieszenie grawitacyjne na Słońcu. Dodatkowo, $\varrho_{\mathrm{ie}} \approx \varrho_{\mathrm{i}}$ i ϱ_{n} to gęstości masowe dla jonów i neutrali, $p_{\mathrm{ie}} = p_{\mathrm{i}} + p_{\mathrm{e}} = 2p_{\mathrm{i}}$ i p_{n} to ciśnienia gazów, $m_{\mathrm{ie}} \approx m_{\mathrm{p}}$, gdzie m_{p} to masa protonu, a m_{n} masa każdego ze składników, T_{ie} i T_{n} to temperatury, natomiast E_{ie} i E_{n} to gęstości energii całkowitej. Ponadto, k_{B} to stała Boltzmanna, μ to przenikalność magnetyczna, a $\gamma = 5/3$ to wskaźnik adiabaty. Symbol ν_{in} oznacza częstość zderzeń między jonami a cząsteczkami neutralnymi, która jest dana wzorem (Braginskii 1965a; Ballester i in. 2018):

$$\nu_{\mathrm{in}} = \frac{4}{3}\frac{\sigma_{\mathrm{in}}\varrho_{\mathrm{n}}}{m_{\mathrm{ie}}+m_{\mathrm{n}}}\sqrt{\frac{8k_{\mathrm{B}}}{\pi}\left(\frac{T_{\mathrm{ie}}}{m_{\mathrm{ie}}} + \frac{T_{\mathrm{n}}}{m_{\mathrm{n}}}\right)}\,. \tag{5.12}$$

Tutaj, σ_{in} to pole przekroju zderzeń między jonami a cząsteczkami neutralnymi, którego wartość $\sigma_{\mathrm{in}} = 1.4 \times 10^{-19}\ \mathrm{m}^2$ pochodzi z klasycznych wartości podanych przez Vranjes i Krstic (2013). Dodatkowo, Q_{i} i Q_{n} opisują produkcję i wymianę ciepła wynikające ze zderzeń jonów z cząsteczkami neutralnymi (Ballester i in. 2018). Drugie człony po prawej stronie równań (5.10) i (5.11) opisują wymianę ciepła między jonami a cząsteczkami neutralnymi.

5.1.2 Model trójpłynowy

Ostatnie badania przeprowadzone przez Alharbi i in. (2022) wykazały, że częściowo zjonizowaną plazmę można również podzielić na dwa różne rejony różniące się częstością zderzeń jej składników, granica ta występuje w pobliżu podstawy chromosfery. W fotosferze częstotliwości zderzeń elektronów z jonami i elektronów z cząsteczkami neutralnymi są bardzo zbliżone, więc ich dynamikę można opisać w ramach uproszczonego trójpłynowego modelu plazmy.



Rysunek 5.1: Wykres zmiany częstotliwości zderzeń składników plazmy w atmosferze słonecznej, zgodnie z A. Alharbi (2022)

W tym modelu jony, elektrony i cząsteczki neutralne są traktowane jako trzy oddzielne płyny. Składniki plazmy oddziałują między sobą poprzez zderzenia jonowo-neutralne, elektronowo-jonowe i elektronowo-neutralne. Ewolucje plazmy w tym modelu opisują uproszczone równania trójpłynowe:

$$\frac{\partial \varrho_{\mathrm{i}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\mathrm{i}} \mathbf{V}_{\mathrm{i}}) = m_{\mathrm{i}}(\Gamma_{\mathrm{i}}^{ion} + \Gamma_{\mathrm{i}}^{rec}) \,, \tag{5.13}$$

$$\frac{\partial \varrho_{\mathrm{n}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\mathrm{n}} \mathbf{V}_{\mathrm{n}}) = m_{\mathrm{n}}(\Gamma_{\mathrm{n}}^{ion} + \Gamma_{\mathrm{n}}^{rec}) \,; \tag{5.14}$$

$$\frac{\partial(\varrho_{\rm i}\mathbf{V}_{\rm i})}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm i}\mathbf{V}_{\rm i}\mathbf{V}_{\rm i} + (p_{\rm i}+p_{\rm e})\mathbf{I}) = \tag{5.15}$$
$$\varrho_{\rm i}\mathbf{g} + \frac{1}{\mu}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} + \nabla\cdot\mathbf{\Pi}_{\rm i} + \mathbf{S}_{\rm i}\,,$$
$$\frac{\partial(\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n})}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n} + p_{\rm n}\mathbf{I}) = \tag{5.16}$$
$$\varrho_{\rm n}\mathbf{g} + \nabla\cdot\mathbf{\Pi}_{\rm n} + \mathbf{S}_{\rm n}\,;$$

$$\frac{\partial E_{\rm i}}{\partial t} + \nabla\cdot\left(E_{\rm i} + p_{\rm i} + p_{\rm e} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}\right)\mathbf{V}_{\rm i} - \tag{5.17}$$
$$\nabla\cdot\frac{\mathbf{B}}{\mu}(\mathbf{V}_{\rm i}\cdot\mathbf{B}) + \nabla\cdot\frac{\eta}{\mu}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} =$$
$$(\varrho_{\rm i}\mathbf{g} + \mathbf{S}_{\rm i})\cdot\mathbf{V}_{\rm i} + Q_{\rm i} + \nabla\cdot(\mathbf{V}_{\rm i}\cdot\mathbf{\Pi}_{\rm i}) + q_{\rm i} - L_{\rm r} + H_{\rm r}\,,$$

$$\frac{\partial E_{\rm n}}{\partial t} + \nabla\cdot[(E_{\rm n}+p_{\rm n})\mathbf{V}_{\rm n}] = \tag{5.18}$$
$$(\varrho_{\rm n}\mathbf{g} + \mathbf{S}_{\rm n})\cdot\mathbf{V}_{\rm n} + Q_{\rm n} + \nabla\cdot(\mathbf{V}_{\rm n}\cdot\mathbf{\Pi}_{\rm n}) + q_{\rm n}\,;$$
$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = \nabla\times(\mathbf{V}_{\rm i}\times\mathbf{B} - \eta\nabla\times\mathbf{B})\,, \qquad \nabla\cdot\mathbf{B} = 0. \tag{5.19}$$
$$E_{\rm i} = \frac{\varrho_{\rm i}\mathbf{V}_{\rm i}^2}{2} + \frac{p_{\rm i}+p_{\rm e}}{\gamma-1} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}\,, \qquad E_{\rm n} = \frac{\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n}^2}{2} + \frac{p_{\rm n}}{\gamma-1}\,. \tag{5.20}$$

W powyższych równaniach, $Q_{\rm i,n}$, odpowiadają za produkcję i wymianę ciepła wynikające ze zderzeń, zgodnie z Meier i Shumlak (2012), natomiast $\Gamma_{\rm i,n}^{ion,rec}$ odnoszą się do procesów jonizacji i rekombinacji, jak opisano w pracy Murawski i in. (2022):

$$Q_{\rm i} = Q_{\rm i}^{\rm in} + Q_{\rm i}^{\rm ie}\,, \qquad Q_{\rm n} = Q_{\rm n}^{\rm ni} + Q_{\rm n}^{\rm ne}\,, \tag{5.21}$$
$$\Gamma_{\rm i}^{ion} = -\Gamma_{\rm n}^{ion} = n_{\rm n}v^{ion}\,, \qquad \Gamma_{\rm i}^{rec} = -\Gamma_{\rm n}^{rec} = n_{\rm i}v^{rec}\,. \tag{5.22}$$

Równania dla jonów i neutrali są uzupełnione o warunek neutralności ładunku oraz wyrażenie opisujące prędkość elektronów, wyprowadzone z definicji prądu elektrycznego:

$$n_{\rm e} = n_{\rm i}\,, \qquad \mathbf{V}_{\rm e} = \mathbf{V}_{\rm i} - \frac{1}{en_{\rm i}\mu}\nabla\times\mathbf{B}\,. \tag{5.23}$$

Indeksy $_{\mathrm{i,e,n}}$ odnoszą się do jonów (protonów), elektronów i neutrali (atomów wodoru), odpowiednio. Dlatego $\mathbf{V}_{\mathrm{i}}$, $\mathbf{V}_{\mathrm{e}}$ i $\mathbf{V}_{\mathrm{n}}$ oznaczają prędkości jonów, elektronów i neutrali. $\mathbf{B}$ to pole magnetyczne, $\mathbf{I}$ to macierz jednostkowa, a $\mathbf{g} = [0, -g, 0]$, gdzie $g = 274.78\ \mathrm{m} \cdot \mathrm{s}^{-2}$ to przyspieszenie grawitacyjne na Słońcu. Dodatkowo, ϱ_{i}, ϱ_{e} i ϱ_{n} to odpowiednio gęstości masowe jonów, elektronów i neutralnych cząsteczek, $n_{\mathrm{i,n,e}}$ to gęstości liczby cząsteczek, p_{i}, $p_{\mathrm{e}} = p_{\mathrm{i}}$ i p_{n} to ciśnienia termiczne, a E_{i} i E_{n} to gęstości całkowitej energii. Symbol k_{B} oznacza stałą Boltzmanna, μ to przenikalność magnetyczna, a $\mathbf{\Pi}_{\mathrm{i,n}}$ to tensor lepkościowy (Braginskii 1965b). Indeks adiabatyczny γ wynosi 5/3, a H_{r} wskazuje na składnik ogrzewania. Pozostałe symbole mają swoje standardowe znaczenie.

5.2 Model atmosfery słonecznej

Atmosfera Słońca to dynamiczna i złożona struktura, która ciągle rozszerza się w przestrzeń międzyplanetarną, tworząc wiatr słoneczny i stopniowo zanikając. W symulacjach numerycznych często przyjmuje się uproszczenie, zakładając, że atmosfera słoneczna znajduje się w stanie równowagi hydrostatycznej. Jest to korzystne z punktu widzenia oszczędności obliczeniowej, ponieważ pozwala na zredukowanie równań i zmniejszenie złożoności modelu.

Stan równowagi hydrostatycznej wynika z balansu między skierowaną do wewnątrz siłą grawitacji a skierowaną na zewnątrz siłą wywołaną przez gradient ciśnienia gazu. Warunek hydrostatyczny opisujący tę równowagę można wyrazić jako

$$\nabla p_{\mathrm{i,n}} = \varrho_{\mathrm{i,n}} \mathbf{g}. \tag{5.24}$$

W moich symulacjach model równowagi hydrostatycznej został uzupełniony o równanie Sahy (5.25), które odnosi się do plazmy częściowo zjonizowanej, co stanowi istotne rozszerzenie standardowego podejścia.

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{1}{n_H \lambda_e^3} \exp\left(-\frac{I_H}{k_B T}\right), \tag{5.25}$$

gdzie

$$\lambda_e = \frac{h^2}{\sqrt{2\pi m_e k_B T}}. \tag{5.26}$$

Tutaj n_{i+1} i n_i oznaczają gęstość liczbową atomów w różnych stanach jonizacji, n_H to gęstość atomów wodoru, natomiast $I_H = 13,6\,\mathrm{eV}$ oznacza potencjał jonizacji wodoru. Termiczna długość fali de Broglie'a elektronu jest oznaczona jako λ_e, gdzie h - stała Plancka, a m_e to masa elektronu.

Równanie Sahy, które opisuje stan jonizacji gazu w równowadze termodynamicznej, jest kluczowe w kontekście atmosfery słonecznej. Umożliwia precyzyjne określenie stopnia jonizacji gazu przy różnych temperaturach. Jest to szczególnie ważne, ponieważ stopień jonizacji wpływa na wiele procesów fizycznych, takich jak przewodnictwo cieplne i dynamikę fali w plazmie słonecznej.

Połączenie modelu hydrostatycznego, który zapewnia opis równowagi sił w atmosferze słonecznej, z równaniem Sahy pozwala na bardziej szczegółowe i dokładne modelowanie atmosfery Słońca. Dzięki temu możliwe jest uzyskanie pełniejszego obrazu zmienności temperatury, gęstości oraz stanów jonizacji na różnych wysokościach w atmosferze słonecznej. Tak zintegrowana analiza jest niezbędna do zrozumienia procesów energetycznych, zachodzących w tych warstwach.

5.3 Kod numeryczny JOANNA

Do realizacji praktycznej części rozprawy użyto programu o nazwie JOANNA (JOint ANalytical and Numercial Approach) (Wójcik, Murawski i Musielak 2018; Wójcik i in. 2019; Wójcik, Murawski i Musielak 2019; Wójcik i in.

2020). Kod JOANNA jest zaprojektowany do numerycznego rozwiązywania uproszczonych równań dwu- i trójpłynowych poprzez rozwiązanie problemu Cauchy'ego. Dla wykonywania symulacji w tym kodzie wykorzystuje się drugorzędową liniową rekonstrukcję przestrzenną (Toro, Hidalgo i Dumbser 2009) oraz metodę Super Stability Preserving Runge-Kutta trzeciego rzędu (SSPRK3) (Durran 2010). Dodatkowo, do rozwiązania problemu Riemanna zastosowano metodę Harten-Lax-van Leer Discontinuity (HLLD) (Miyoshi i Kusano 2007; Miyoshi i in. 2010; Mignone, Bodo i Ugliano 2012) oraz metodę czyszczenia pola magnetycznego zaproponowaną przez (Dedner i in. 2002).

Dane generowane w trakcie obliczeń przez JOANNA są zapisywane w formacie HDF5, który zawiera kluczowe informacje dla wszystkich punktów przestrzennych w danym momencie. Kod został poddany testom dokładności rozwiązywania równań. W przypadku równań Eulera przeprowadzono test numeryczny Soda, a dla MHD użyto testu Brio-Wu. Wyniki tych testów potwierdziły, że JOANNA zapewnia wystarczającą precyzję obliczeń.

Rozdział 6

PRZEPROWADZONE BADANIA

6.1 Fale Alfvèna w częściowo zjonizowanej atmosferze Słońca

Cel

W artykule zatytułowanym „Solar chromosphere heating and generation of plasma outflows by impulsively generated Alfvén waves”, opublikowanym w czasopiśmie Astronomy & Astrophysics 652, A114 (2021), przedstawiono wyniki 2.5D symulacji numerycznych badających wpływ dwupłynowych fal Alfvéna na procesy zachodzące w częściowo zjonizowanej atmosferze słonecznej, w tym na generowanie wypływów plazmy i ogrzewanie chromosfery. Przeprowadzone symulacji są wykonywane w dwóch wymiarach przestrzennych, ale uwzględniają dodatkowe efekty związane z trzecim wymiarem, takie jak zmienne fizyczne związane z polem magnetycznym. Głównym celem tego projektu badawczego było wykrycie zmian w temperaturze jonów, które występują w wyniku propagacji fal Alfvéna, a także analiza pionowych wypływów plazmy, które te fale wywołują. Impulsowe wzbudzenie fal Alfvéna w dwupłynowym modelu plazmy, stanowiło kluczowy aspekt symulacji numerycznych przeprowadzonych w ramach tych badań.

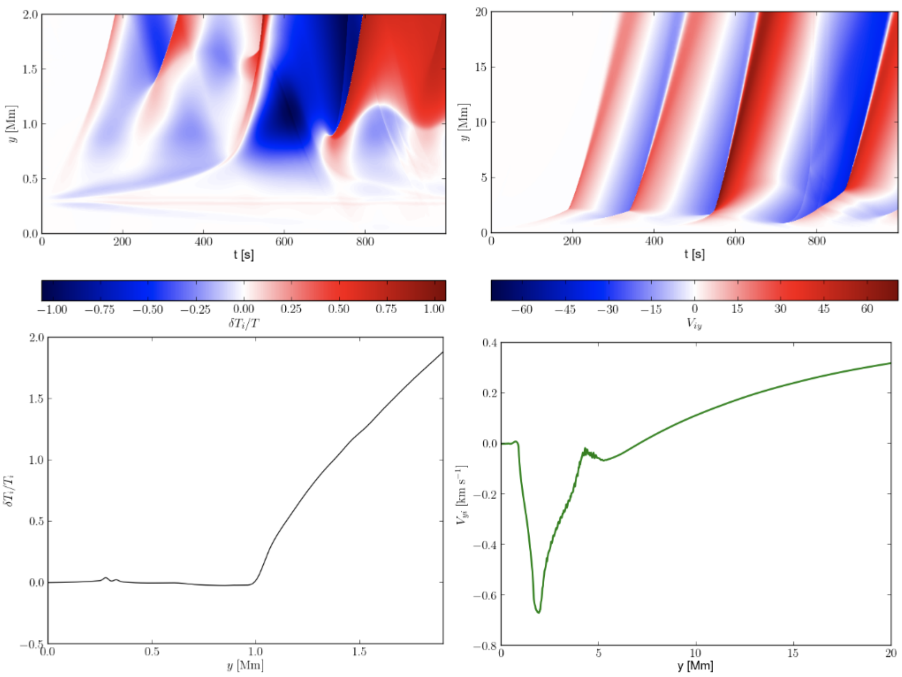
Wykonanie badań

Przeprowadziliśmy symulacje numeryczne generowania i ewolucji fal Alfvéna z wykorzystaniem kodu numerycznego JOANNA, który rozwiązuje równania dwupłynowe dla jonów+elektronów i neutralnych cząstek, oddziałujących ze sobą przez człony kolizyjne. Dodatkowo założyliśmy, że atmosfera słoneczna znajduje się w stanie równowagi hydrostatycznej. Aby wygenerować fale Alfvéna w takim modelu, zakłócamy równowagę poprzez początkowe (w $t = 0$ s) wprowadzenie zlokalizowanego impulsu w poprzecznej składowej prędkości jonów. To powoduje, że w atmosferze słonecznej powstają fale, które rozchodzą się w kierunku zgodnym z kierunkiem pola magnetycznego. W trakcie wykonywania symulacji zmieniamy wartości amplitudy impulsu i wysokość na której został wprowadzony, przy jednoczesnym utrzymaniu jego stałej szerokości. Dzięki tej metodzie możemy wprowadzać podobny impuls o różnej amplitudzie w różnych warstwach atmosfery, takich jak fotosfera czy chromosfera.

Symulowany obszar jest wyznaczony jako: $(-0.08, 0.08) \times (-0.5, 60)$ Mm^2. Wszystkie zmienne plazmy są inicjowane ich wartościami magnetohydrostatycznymi na dolnych i górnych granicach obszaru symulacji i utrzymywane jako stałe przez cały czas symulacji. W kierunku x wprowadzone zostały tzw. "otwarte"warunki brzegowe, co oznacza, że pochodne x wszystkich wielkości plazmy są ustawione na zero. Obszar symulacji, który mieści się w przedziale -0.5 Mm $\leq y \leq 4.62$ Mm, został podzielony na 512 komórek siatki, co oznacza, że każda komórka ma rozmiar $\Delta y = 10$ km. Wyższa część pokryta jest 128 komórkami siatki, przy czym siatka jest rozciągnięta, to znaczy rozmiar komórek stale rośnie z wysokością. Takie warunki, wspierane przez dobrze rozciągniętą siatkę w kierunku y, znacząco redukują odbicia nadchodzącego sygnału.

Wyniki

W danym artykule pokazaliśmy, że na skutek zderzeń jonów z neutralnymi cząstkami, fale Alfvéna o dużej amplitudzie generowane w fotosferze i chromosferze mogą przyczyniać się do ogrzewania chromosfery. Fale te mogą także napędzać wypływy plazmy, które wyżej stają się bardziej znaczące i mogą stanowić źródło wiatru słonecznego. Jednakże wielkość tych wypływów okazuje się być dość mała i znacznie niższa niż wartości pochodzcąze z danych obserwacyjnych opisanych przez Tian i in. (2009) i Kayshap, Banerjee i Srivastava (2015).



Rysunek 6.1: Wykresy czas–odległość dla $\delta T_{\rm i}/T$ (lewy górny) i $V_{\rm iy}$ (prawy górny), zaburzona temperatura jonów $\delta T_{\rm i}/T$ uśredniona w czasie (lewy dolny) i pionowa składowa prędkości jonów $V_{\rm iy}$ uśredniona w czasie (prawy dolny) dla $y_0 = 0.3$ Mm i $A = 10$ km $\cdot$ s^{-1}.

Rysunek 6.1 (górne panele) przedstawia wykresy czas–odległość dla zaburzonej temperatury jonów $\delta T_{\mathrm{i}}/T$ (panel po lewej) i pionowej składowej prędkości jonów V_{iy} (panel po prawej) w przypadku $A = 10$ km $\cdot$ s^{-1} i $y_0 = 0.3$ Mm, gdzie $\max(V_{\mathrm{iy}}) \approx 65$ km $\cdot$ s^{-1} i $\max(\delta T_{\mathrm{i}}/T) \approx 1$. W przypadku tej samej wysokości na której impuls został wprowadzony, ale dla znacznie mniejszej jego amplitudy $A = 1$ km $\cdot$ s^{-1} maksymalna wartość pionowej składowej prędkości jonów jest prawie 20 razy niższa. Podobnie, maksymalna wartość zaburzonej względnej temperatury jonów jest około 25 razy niższa dla symulacji z amplitudą $A = 1$ km $\cdot$ s^{-1}, gdzie $\max(V_{\mathrm{iy}}) \approx 3.6$ km $\cdot$ s^{-1} and $\max(\delta T_{\mathrm{i}}/T) \approx 0.05$ (nie pokazano).

Dolne panele rysunku 6.1 ilustrują zaburzoną względną temperaturę jonów $\delta T_{\mathrm{i}}/T$ i pionową składową prędkości jonów V_{iy} uśrednione w czasie. Zauważamy, że maksymalny wzrost temperatury występuje dla $y = 2$ Mm (lewy dolny panel). Jednak niewielkie zwiększenie temperatury jest dostrzegalne przy $y \approx 0.3$ Mm, na wysokości, na której wprowadzony jest początkowy impuls. Z prawego dolnego panelu rysunku 6.1 można wnioskować, że w dolnych warstwach atmosfery zachodzi powolny przepływ w dół aż do wysokości $y \approx 5$ Mm. Wyżej natomiast występuje przepływ w górę lub wypływ, którego wartość rośnie z wysokością y; osiąga około 0.35 km $\cdot$ s^{-1} przy $y = 20$ Mm. Oznacza to, że przechodząc z dolnej atmosfery do korony, przepływ w dół zamienia się w przepływ w górę.

W związku z tym dochodzimy do wniosku, że impulsowo generowane dwupłynowe fale Alfvéna o początkowej amplitudzie $A = 10$ km $\cdot$ s^{-1} nie są w stanie wyjaśnić danych obserwacyjnych, mimo że uzyskane amplitudy wypływów mieszczą się w zakresie obserwowanym. Niemniej jednak, wielkości uzyskanego ogrzewania plazmy i wielkości wypływów są proporcjonalne do amplitudy impulsu. Stwierdzamy, że maksymalne ogrzewanie występuje dla impulsu wygenerowanego w środku fotosfery. Impulsy uruchomione z niskiej fotosfery i w chromosferze nie mają istotnego wpływu na temperaturę chromosfery.

6.2 Sprzężone fale Alfvèna i fale magnetoakustyczne w dolnych warstwach atmosfery słonecznej

Cel

Artykuł zatytułowany „Generation of solar chromosphere heating and coronal outflows by two-fluid waves", opublikowany w czasopiśmie Astronomy & Astrophysics 669, A47 (2023), prezentuje wyniki symulacji numerycznych dotyczących impulsowo wygenerowanych fal Alfvéna i fal magnetoakustycznych. Fale te mają kluczowe znaczenie w procesach ogrzewania chromosfery słonecznej i w napędzaniu wypływów plazmy. W obu przypadkach termalizacja energii fal zachodzi na skutek zderzeń jonów z neutralnymi cząstkami. Celem omawianego artykułu jest zbadanie dwupłynowych fal Alfvéna i fal magnetoakustycznych w częściowo zjonizowanej atmosferze słonecznej, a także detekcja zmian temperatury jonów i pionowych przepływów plazmy dla różnych kombinacji tych fal.

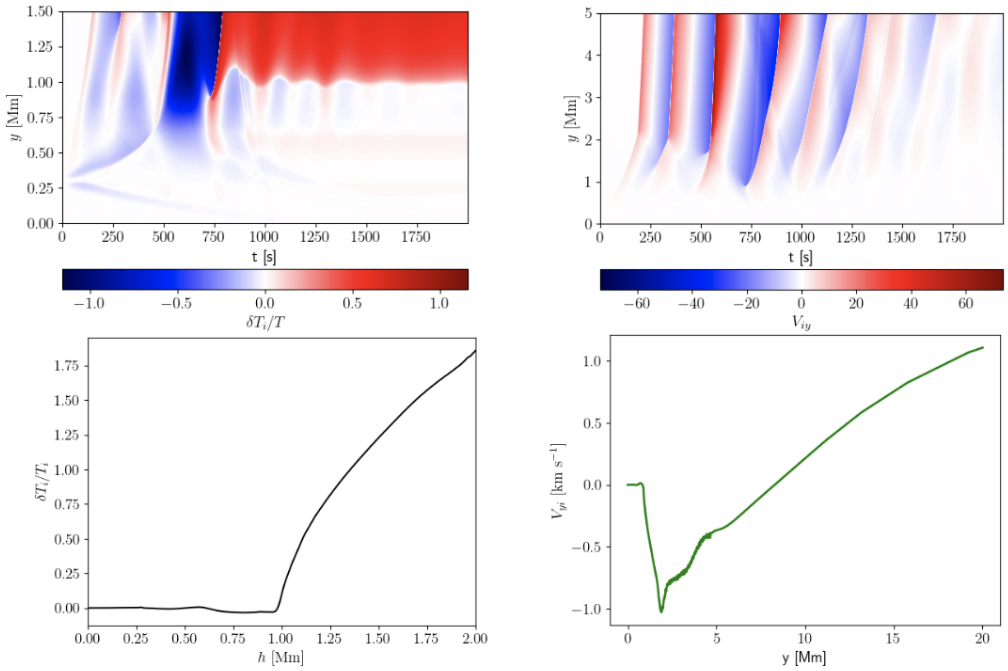
Wykonanie badań

Wszystkie symulacje zostały przeprowadzone przy użyciu kodu JOANNA na podstawie dwupłynowego modelu plazmy i modelu równowagi hydrostatycznej atmosfery słonecznej. Symulowany obszar jest określony jako -0.08 Mm $\leq x \leq 0.08$ Mm w poziomym kierunku x i -0.5 Mm $\leq y \leq 60$ Mm w pionowym kierunku y. Cała przestrzeń w kierunku x pokryta jest 16 komórkami o rozmiarze $\Delta x = 10$ km. Obszar -0.5 Mm $\leq y \leq 4.62$ Mm jest pokryty jednorodną siatką 2048 komórek, z rozmiarem komórki w kierunku y wynoszącym $\Delta y = 2.5$ km. Natomiast górna strefa, określona przez 4.62 Mm $\leq y \leq 60$ Mm, jest podzielona na 32 komórki siatki nie jednorodnej (rozmiar komórek stale rośnie z wysokości). Tak rozciągnięta siatka tłumi wszelkie nadchodzące sygnały z górnej granicy, redukując odbicia z poziomu $y = 60$ Mm. Na górnej i dolnej granicach symulowanego obszaru, wszystkie zmienne plazmy ustawiane są na ich wartości równowagi hydrostatycznej. Wzdłuż kierunku x wprowadzono otwarte warunki brzegowe.

W celu zakłócenia równowagi magnetohydrostatycznej, początkowo (w $t = 0$ s) generowany jest impuls w poprzecznych składowych prędkości jonów i neutralnych cząstek, V_{iz} i V_{nz}. Do badania problemu wykorzystaliśmy dwie wartości początkowej amplitudy impulsu ($A = 1$ km $\cdot$ s^{-1} i $A = 10$ km $\cdot$ s^{-1}), a szerokość impulsu w zmianiana była w zakresie od 0.05 Mm do 0.2 Mm. W trakcie badań zmieniane były również wartości takich parametrów jak: poprzeczne pole magnetyczne, lokalizacja punktu generacji impulsu i jego szerokość.

Wyniki

Uzyskane wyniki wskazują, że fale Alfvéna i fale magnetoakustyczne (zarówno pojedynczo, jak i w sprzężeniu) generowane w środkowej części fotosfery przy $y_0 = 0.3$ Mm z małą początkową amplitudą, nieznacznie przyczyniają się do zmian energii cieplnej systemu i wartości wypływy plazmy. Z drugiej strony, początkowe impulsy o znacznie większej amplitudzie, które są nadal fizycznie realistyczne, mogą bardziej znacząco przyczynić się do ogrzewania chromosfery. Dodatkowo, stwierdzono, że dla pionowego pola magnetycznego $B_{0\mathrm{y}} = 30$ G wartość poprzecznej składowej pola magnetycznego $B_{0\mathrm{z}}$ odgrywa istotną rolę w ewolucji systemu. Niezerowa składowa $B_{0\mathrm{z}}$ wskazuje na obecność fal magnetoakustycznych. Wyższa wartość $B_{0\mathrm{z}}$ skutkuje wyższą prędkością wypływu plazmy, ale nieznacznym spadkiem temperatury. Przypadki z wyższą amplitudą



Rysunek 6.2: Wykresy czas–odległość dla $\delta T_i/T$ (lewy górny) i $V_{\rm iy}$ (prawy górny) oraz $< \delta T_i/T >_{\rm t}$ (lewy dolny) i $< V_{\rm iy} >_{\rm t}$ (prawy dolny) uśrednione względem czasu w przypadku $B_{\rm 0y} = 30$ G, $B_{\rm 0z} = 5$ G, $y_0 = 0.3$ Mm, $w = 0.2$ km i $A = 10$ km $\cdot$ s^{-1}.

$A = 10$ km$\cdot$s^{-1} z poprzeczną składową pola magnetycznego $B_{\rm 0z} = 10$ G, ujawniają, że sprzężone fale bardziej znacząco ogrzewają chromosferę i przyspieszają plazmę. Stwierdzono, że maksymalne ogrzewanie odpowiada impulsowi, który został początkowo wygenerowany w środku fotosfery ($y_0 = 0.3$ Mm). Wielkość wypływów okazała się jednak mała i znacznie niższa niż obserwowane wypływy.

Rysunek 6.2 (górne panele) przedstawia wykresy czas–odległość dla zaburzonej temperatury jonów $\delta T_{\rm i}/T$ (lewy panel) oraz dla pionowej składowej prędkości jonów $V_{\rm iy}$ (prawy panel) w przypadku $A = 10$ km$\cdot$s^{-1}, $y_0 = 0.3$ Mm, $B_{\rm 0y} = 30$ G oraz $B_{\rm 0z} = 5$ G. W porównaniu z wynikami z poprzedniego artykułu widać, że maksymalna wartość zaburzonej względnej temperatury jonów jest tutaj nieco wyższa, osiągając $\max(\delta T_{\rm i}/T) \approx 1.3$. Maksymalna wartość pionowej składowej prędkości jonów jest również wyższa w tym przypadku, wynosząc $\max(V_{\rm iy}) \approx 70$ km $\cdot$ s^{-1} w zakresie $0 - 20$ Mm.

Dolne panele rysunku 6.2 pokazują średnią zaburzoną względną temperaturę jonów $\delta T_{\rm ie}/T$ oraz średnią pionową składową prędkości jonów $V_{\rm iy}$ uśrednioną w czasie. Trend na wykresie lewego panelu jest podobny do wykresu z poprzedniego artykułu (wartości są także równe). Zauważalne jest, że w dolnej atmosferze do $y \approx 7$ Mm występuje powolny przepływ w dół. Wyżej ma miejsce wypływ, którego wielkość rośnie wraz z wysokością y i osiąga około 1.1 km $\cdot$ s^{-1} przy $y = 20$ Mm (ta prędkość wypływu jest trzykrotnie mniejsza w poprzednim projekcie).

Podsumowując, na podstawie uzyskanych wyników w danym artykule można stwierdzić, że początkowa amplituda impulsu odgrywa istotną rolę w zmianie stopnia ogrzewania oraz wielkości generowanych wypływów plazmy. Przy zmianie szerokości impulsu z 0.05 Mm do 0.2 Mm, względna temperatura wzrasta około 7 razy. Jednak maksymalna prędkość w obu komponentach, pionowym i poprzecznym, maleje o około $3 - 4$ razy. Niestety, wyniki numeryczne nie w pełni pasują do danych obserwacyjnych, mimo że uzyskane amplitudy wypływów mieszczą się w obserwowanych zakresach.

6.3 Wpływ obecności elektronów na ogrzewanie i powstawanie wypływów plazmy

Cel

W artykule pod tytułem „Influence of electrons on granulation-generated solar chromosphere heating and plasma outflows”, opublikowanym w czasopiśmie

Astronomy & Astrophysics 689, A155 (2024), przedstawiono wyniki numerycznych symulacji mających na celu zbadanie wpływu elektronów na procesy zachodzące w atmosferze Słońca. Symulacje te dostarczają informacji na temat mechanizmów ogrzewania chromosfery słonecznej oraz wypływów plazmy, które powstają w wyniku fal generowanych przez granulację. Głównym celem pracy było po raz pierwszy zbadanie roli elektronów, wykorzystując trójpłynowy model plazmy.

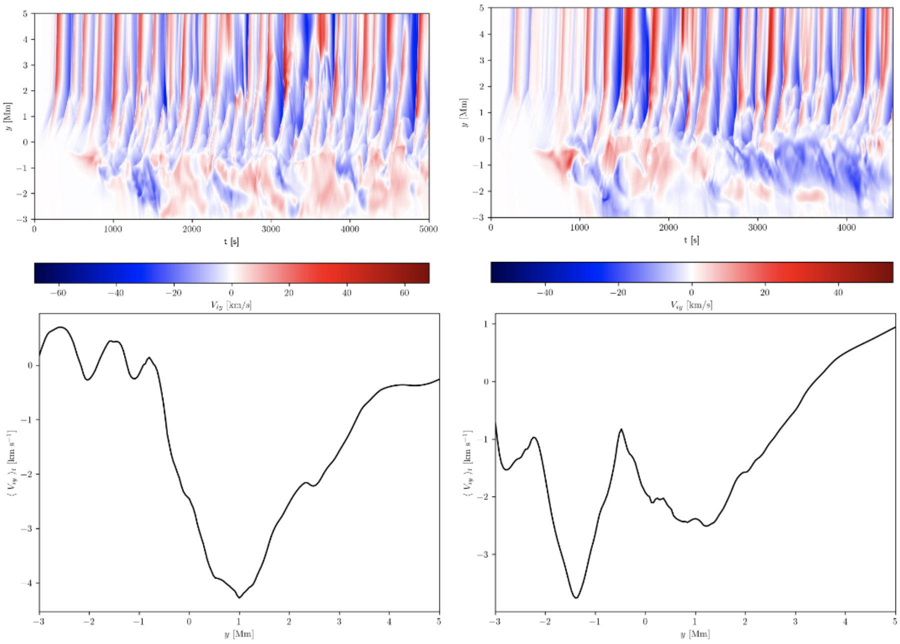
Wykonanie badań

Przeprowadziliśmy 2.5D symulacje numeryczne generacji i ewolucji fal, przepływów oraz innych zjawisk związanych z granulacją, korzystając z kodu JOANNA. Kod ten rozwiązuje uproszczone równania trójpłynowe dla jonów (protonów), elektronów i neutralnych atomów wodoru. Obecność neutralnych cząstek w fotosferze i chromosferze, jak raportowano przez Khomenko i in. (2014), a ostatnio również przez Murawski i in. (2022), wymaga zastosowania uproszczonego modelu trójpłynowego. W którym składniki plazmy oddziałują bezpośrednio między sobą poprzez zderzenia jonowo-neutralne, elektronowo-neutralne i elektronowo-jonowe. Model atmosfery został uzupełniony o spontanicznie ewoluującą i samoorganizującą się konwekcję, która wzbudza fale i przepływy plazmy.

Obszar symulacji w kierunku poziomym mieści się w zakresie od -20.48 Mm do 20.48 Mm, a kierunku pionowym od -3 Mm do 25 Mm. Całe pole jest pokryte przez 1024 komórki w kierunku x. W kierunku y zostało podzielone na dwie strefy: od -3 Mm do 17.48 Mm zastosowano jednorodną siatkę o rozdzielczości 512 komórek, natomiast od 17.48 Mm do 25 Mm użyto siatki niejednorodnej z rosnącymi rozmiarami komórek w kierunku pionowym. Wartościom plazmy w górnej i dolnej granicy obszaru symulacji przypisano ich wartości magnetohydrostatyczne. W bocznych granicach symulowanego obszaru zastosowano periodyczne warunki brzegowe.

Wyniki

Kolizje elektronów z neutralnymi atomami i jonami dostarczają dodatkowego ciepła w dolnej chromosferze i wspomagają przepływy plazmy w tym obszarze. Niemniej jednak ich wpływ jest niewielki w porównaniu do kolizji jonów z neutralnymi cząstkami, które mają znacznie większe znaczenie dla procesu ogrzewania i generowania przepływów.



Rysunek 6.3: Wykresy czas-odległość dla $\langle V_{\mathrm{iy}} \rangle_{\mathrm{x}}$ (góra) oraz uśrednionej w czasie pionowej prędkości jonów (dół), bez elektronów (po lewej) i z elektronami (po prawej).

Rysunek 6.3 (górne panele) przedstawia wykresy czas–odległość dla pionowej składowej uśrednionej prędkości jonów $\langle V_{\mathrm{iy}} \rangle_{\mathrm{x}}$. Maksymalna jej wartość w przypadku bez elektronów (lewy panel) wynosi $\max(V_{\mathrm{iy}}) \approx 70 \ \mathrm{km} \cdot \mathrm{s}^{-1}$, podczas gdy w przypadku uwzględnienia elektronów maksymalna wartość to $\max(V_{\mathrm{iy}}) \approx 55$ km $\cdot$ s^{-1}.

Dolne panele rysunku 6.3 pokazują uśrednioną w czasie pionową prędkość jonów. Zauważalne jest, że w przypadku bez elektronów, przepływ plazmy w dół występuje niemal na całym badanym obszarze do $y = 5$ Mm, przy minimalnej wartości prędkości wynoszącej około 4.1 km $\cdot$ s^{-1} przy $y \approx 1$ Mm. Prawy panel przedstawia przypadek, w którym uwzględniono kolizje z elektronami. W tym przypadku przeważają przepływy w dół, które przekształcają się w wypływy o wzrastającej magnitudzie wraz z wysokością y, podczas przechodzenia z dolnej atmosfery do korony. Minimalna wartość osiąga około 3.9 km $\cdot$ s^{-1} przy $y \approx -1.2$ Mm, a maksymalna wartość wynosi około 0.9 km $\cdot$ s^{-1} przy $y \approx 5$ Mm.

W odniesieniu do wcześniejszych badań, w których zastosowano model bez uwzględnienia elektronów, nasze wyniki wskazują, że ich obecność nie wpływa znacząco na ogrzewanie chromosfery i wypływy plazmy. Powodem tego ograniczonego wpływu są zjawiska związane z zderzeniami i transferem energii w atmosferze słonecznej. Ze względu na znacznie mniejszą masę elektronów w porównaniu do jonów i neutralnych atomów, są one mniej efektywne w przekazywaniu energii podczas kolizji. Ogranicza to ich zdolność do ogrzewania plazmy oraz generowania znaczących przepływów. W przeciwieństwie do tego, kolizje jonów z neutralnymi cząstkami zachodzą częściej i wiążą się z większą wymianą energii, co czyni je kluczowymi dla ogrzewania plazmy i napędzania przepływów w atmosferze. Dlatego, chociaż elektrony uczestniczą w procesach transferu energii, ich ogólny wpływ pozostaje pomijalny w porównaniu do zderzeń jonów z neutralnymi cząstkami.

Rozdział 7

PODSUMOWANIE

Przeprowadzone badania koncentrują się na kluczowych zagadnieniach heliofizyki, ze szczególnym uwzględnieniem ewolucji fal MHD oraz ich wpływu na dynamikę atmosfery słonecznej. Głownym celem badań było wykrycie zmian temperatury i generowania wypływów plazmy w fotosferze i chromosferze.

Analiza oparta na zaawansowanych symulacjach numerycznych, z wykorzystaniem dwupłynowego modelu plazmy wykazała, że fale Alfvéna mogą przyczyniać się do ogrzewania chromosfery, jednak ich oddziaływanie na wypływy plazmy jest mniej znaczący. Chociaż, wykorzystane w symulacjach amplitudy impulsów generujących fale są zgodne z ich wartościami pochodzącymi z danych obserwacyjnych, wartości prędkości uzyskanych wypływów są znacznie niższe niż te rejestrowane w rzeczywistości. Dalsze badania nad sprzężeniem fal Alfvéna z falami magnetoakustycznymi wskazują, że wyższe amplitudy impulsów mają większy wpływ na ogrzewanie częsciowo zjonizowanych warstw atmosfery. Termalizacja energii fal zachodzi w obu przypadkach na skutek kolizji jonów z cząsteczkami neutralnymi. Większa obecność fal magnetoakustycznych w systemie prowadzi do wyższej prędkości wypływu plazmy, ale do niewielkiego spadku temperatury w chromosferze. Mimo to wyniki tych analiz również nie są w stanie wytłumaczyć wartości danych obserwacyjnych. Badanie dotyczące wpływu elektronów na dynamikę atmosfery słonecznej, przy użyciu trójpłynowego modelu plazmy wykazały, że kolizje elektronów z cząsteczkami neutralnymi i jonami mają pewien wpływ na ogrzewanie, ale ich znaczenie jest marginalne w porównaniu do wkładu pochodzącego od kolizji jonów z neutralnymi cząstkami. Obecność elektronów nie wprowadza istotnych zmian w dynamikę ogrzewania i generacji wypływów plazmy, więc wykorzystywanie bardziej złożonego trójpłynowego modelu plazmy nie jest konieczne.

Podsumowując, wyniki przeprowadzonych badań dostarczają cennych informacji na temat mechanizmów ogrzewania atmosfery słonecznej oraz generowania wypływów plazmy. Wykonane badania przyczyniają się do poszerzenia naszej wiedzy na temat roli fal MHD w dynamice atmosfery słonecznej. Uzyskane wyniki są ważne w kontekście centralnych problemów heliofizyki.

BIBLIOGRAFIA

Alfvén, H. (paź. 1942). W: 150.3805.

Alharbi, A. i in. (kw. 2022). W: 511.4.

Arber, T. D., C. S. Brady i S. Shelyag (lut. 2016). W: 817.2, 94.

Aschwanden, Markus (grud. 2005). W: *Pour la Science*.

Aschwanden, Markus J. (2004).

— (maj 2005a). W: 228.1-2.

— (2005b).

Asplund, Martin i in. (wrz. 2009). W: 47.1.

Avrett, E. H. (sty. 2003). W: *Current Theoretical Models and Future High Resolution Solar Observations: Preparing for ATST*. T. 286.

Baker, Deborah i in. (sty. 2021). W: 907.1, 16.

Ballester, José Luis i in. (mar. 2018). W: 214.2, 58.

Biermann, L. (sierp. 1946). W: *Naturwissenschaften* 33.4.

Braginskii, S. I. (sty. 1965a). W: *Reviews of Plasma Physics* 1.

— (1965b). W: *Reviews of Plasma Physics* 1.

Burlaga, L. F. (2005). W: *Living Reviews in Solar Physics* 2.

Carlsson, Mats i Robert F. Stein (lut. 1995). W: 440.

Charbonneau, Paul (wrz. 2010). W: *Living Reviews in Solar Physics* 7.1, 3.

Christensen-Dalsgaard, Jørgen (list. 2002). W: *Reviews of Modern Physics* 74.4.

Cranmer, S.R. (2002). W: *Multi-wavelength Observations of Coronal Structure and Dynamics*. T. 13.

Cranmer, Steven R. (wrz. 2009). W: *Living Reviews in Solar Physics* 6.1, 3.

Cranmer, Steven R. (2017). W: *Living Reviews in Solar Physics* 14.

Cranmer, Steven R., Sarah E. Gibson i Pete Riley (list. 2017). W: 212.3-4.

De Moortel, Ineke i Philippa Browning (kw. 2015). W: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 373.2042.

Dedner, A. i in. (sty. 2002). W: *Journal of Computational Physics* 175.2.

Duckenfield, T. J., D. Y. Kolotkov i V. M. Nakariakov (lut. 2021). W: 646, A155.

Durran, Dale R. (2010).

Erdélyi, R. i S. P. James (grud. 2004). W: 427.

Geiss, J., G. Gloeckler i R. von Steiger (kw. 1995). W: 72.1-2.

Goedbloed, J. P. i S. Poedts (2004). Cambridge University Press.

Goodman, Michael L. (lip. 2011). W: 735.1, 45.

Goossens, M. S., G. Verwichte i A. Erdélyi (2008). W: *Space Science Reviews* 139.1-4.

Gopalswamy, N. i in. (kw. 2009). W: *Earth Moon and Planets* 104.1-4.

Gray, Richard O. i J. Corbally Christopher (2009).

Gurnett, D. A. (2001). W: *Space Science Reviews* 95.

Hansteen, V. H., E. Leer i T. E. Holzer (czer. 1997). W: 482.1.

Harra, Louise K. (2021). W: *Space Science Reviews* 217.

Hartle, R. E. (2002). Cambridge University Press.

Hathaway, David H. (wrz. 2015). W: *Living Reviews in Solar Physics* 12.1, 4.

Hollweg, J. V. (lut. 1978). W: 56.2.

— (mar. 1981). W: 70.1.

Hollweg, J. V., S. Jackson i D. Galloway (sty. 1982). W: 75.1-2.

Howard, Timothy A. i S. James Tappin (paź. 2009). W: 147.1-2.

H.Yang (2016). W: *Astrophysical Journal* 817.

Kayshap, P., D. Banerjee i A. K. Srivastava (paź. 2015). W: 290.10.

Khomenko, E. (maj 2015). W: *Highlights of Spanish Astrophysics VIII*.

Khomenko, E. i in. (wrz. 2014). W: *Physics of Plasmas* 21.9, 092901.

Kippenhahn, Rudolf i Alfred Weigert (1990).

Klimchuk, James A. (mar. 2006). W: 234.1.

Kudoh, Takahiro i Kazunari Shibata (mar. 1999). W: 514.1.

Kuźma, B., D. Wójcik i K. Murawski (czer. 2019). W: 878.2, 81.

Leake, J. E., T. D. Arber i M. L. Khodachenko (list. 2005). W: 442.3.

Lockwood, Mike (lip. 2012). W: *Surveys in Geophysics* 33.3-4.

Mackay, D. H. i in. (kw. 2010). W: 151.4.

Manuel, O. K. i G. Hwaung (wrz. 1983). W: *Meteoritics* 18.3.

Marsch, Eckart (lip. 2006). W: *Living Reviews in Solar Physics* 3.1, 1.

Marsch, Eckart i in. (paź. 2008). W: 685.2.

Mason, H. E. (2022). W: *Solar Physics* 297.

Matsumoto, Takuma i Kazunari Shibata (lut. 2010). W: 710.2.

Matsumoto, Takuma i Takeru Ken Suzuki (kw. 2012). W: 749.1, 8.

McComas, D. J. (2002). W: *Astrophysical Journal* 572.

McIntosh, Scott W. (list. 2012). W: 172.1-4.

McIntosh, Scott W. i in. (lip. 2011). W: 475.7357.

Meier, E. T. i U. Shumlak (lip. 2012). W: *Physics of Plasmas* 19.7.

Meyer-Vernet, Nicole (2007).

Miesch, Mark S. (grud. 2005). W: *Living Reviews in Solar Physics* 2.1, 1.

Mignone, Andrea, G. Bodo i M. Ugliano (2012). W: *Numerical Methods for Hyperbolic Equations - Vázquez-Cendón et al. (eds.*

Miyoshi, T. i K. Kusano (grud. 2007). W: *AGU Fall Meeting Abstracts*. T. 2007, SM41A-0311.

Miyoshi, Takahiro i in. (wrz. 2010). W: *IEEE Transactions on Plasma Science* 38.9.

Murawski, K. i in. (list. 2022). W: 367.11, 111.

Nakariakov, V. M. i in. (list. 2017). W: 849.1, 62.

Neugebauer, M. i C. W. Snyder (1962). W: *The Astrophysical Journal* 135.

Nordlund, Åke, Robert F. Stein i Martin Asplund (grud. 2009). W: *Living Reviews in Solar Physics* 6.1, 2.

Ofman, L. i D. M. Alexander (2006). W: *Astrophysical Journal* 646.

Ofman, Leon (paź. 2010). W: *Living Reviews in Solar Physics* 7.1, 4.

Osterbrock, Donald E. (wrz. 1961). W: 134.

Pariat, E. i in. (2015). W: *Space Science Reviews* 194.

Parker, E. N. (list. 1958). W: 128.

Parker, E. N. (1958). W: *Astrophysical Journal* 128.

Piddington, J. H. (sty. 1956). W: 116.

Pontieu, B. De, A. P. Jess i D. L. Schrijver (2011). W: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 49.

Popescu Braileanu, B. i in. (lip. 2019). W: 627, A25.

Prasad, Abhinav i in. (grud. 2021). W: *arXiv e-prints*, arXiv:2112.04995.

Priest, E. R. (2000). Cambridge University Press.

Priest, E. R. i T. G. Forbes (sty. 2002). W: 10.4.

Priest, Eric (2014).

Pulkkinen, Tuija (maj 2007). W: *Living Reviews in Solar Physics* 4.1, 1.

Reale, Fabio (2010). W: *Living Reviews in Solar Physics* 7. ISSN: 1614-4961.

Reale, Fabio (lip. 2014). W: *Living Reviews in Solar Physics* 11.1, 4.

Rutten, Robert J. (2003).

Rycroft, M. (czer. 2007). W: *Surveys in Geophysics* 344: Springer.

Schrijver, C. J. (2001). W: *Solar Physics* 200.

Schwarzschild, Martin (sty. 1948). W: 107.

Schwenn, Rainer (sierp. 2006). W: *Living Reviews in Solar Physics* 3.1, 2.

Shelyag, S. i in. (grud. 2016). W: *AGU Fall Meeting Abstracts*, SH21E-2565.

Shestov, S. V. i in. (maj 2017). W: 840.2, 64.

Shetye, Juie i in. (grud. 2021). W: *arXiv e-prints*, arXiv:2112.14486.

Solanki, Sami K, Bernd Inhester i Manfred Schüssler (2006). W: *Reports on Progress in Physics* 69.3.

Soler, Roberto i in. (maj 2017). W: 840.1, 20.

Srivastava, Abhishek Kumar i in. (mar. 2017). W: *Scientific Reports* 7, 43147.

Stix, Michael (2002).

Thompson, Michael J. i in. (2003). W: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 41.1.

Tian, Hui i in. (paź. 2009). W: 704.1.

Tomczyk, S. i in. (sierp. 2007). W: *Science* 317.5842.

Toro, Eleuterio F., Arturo Hidalgo i Michael Dumbser (maj 2009). W: *Journal of Computational Physics* 228.9.

Tu, Jiannan i Paul Song (list. 2013). W: 777.1, 53.

Uchida, Yutaka i Osamu Kaburaki (kw. 1974). W: 35.2.

Ulmschneider, P. i Z. Musielak (sty. 2003). W: *Current Theoretical Models and Future High Resolution Solar Observations: Preparing for ATST*. T. 286.

Verdini, A., M. Velli i E. Buchlin (lip. 2009). W: 700.1.

Vogel, Manuel (sty. 2011). W: *Contemporary Physics - CONTEMP PHYS* 53.

Vranjes, J. i P. S. Krstic (2013). W: 554, A22.

Wójcik, D., K. Murawski i Z. E. Musielak (list. 2018). W: 481.1.

— (wrz. 2019). W: 882.1, 32.

Wójcik, D. i in. (paź. 2019). W: 884.2, 127.

Wójcik, D. i in. (mar. 2020). W: 635, A28.

Yang, Shuhong i Yongyuan Xiang (mar. 2016). W: 819.2, L24.

Zaqarashvili, T. V., M. L. Khodachenko i R. Soler (sty. 2013). W: 549, A113.

Zirker, Jack B. (2002).

A&A 652, A114 (2021)
https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141262

Astronomy & Astrophysics

Solar chromosphere heating and generation of plasma outflows by impulsively generated two-fluid Alfvén waves

M. Pelekhata[1], K. Murawski[1], and S. Poedts[2,1]

[1] Institute of Physics, University of M. Curie-Skłodowska, Pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland
e-mail: pelexatamaria@gmail.com

[2] Centre for Mathematical Plasma Astrophysics / Department of Mathematics, KU Leuven, Celestijnenlaan 200B, 3001 Leuven, Belgium

Received 7 May 2021 / Accepted 8 June 2021

ABSTRACT

Context. We address the heating of the solar chromosphere and the related generation of plasma inflows and outflows.

Aims. We attempt to detect variations in ion temperature and vertical plasma flows, which are driven by impulsively excited two-fluid Alfvén waves. We aim to investigate the possible contribution of these waves to solar chromosphere heating and plasma outflows.

Methods. We performed numerical simulations of the generation and evolution of Alfvén waves with the use of the JOANNA code, which solves the two-fluid equations for ions+electrons and neutrals, coupled by collision terms.

Results. We confirm that the damping of impulsively generated small-amplitude Alfvén waves slightly affects the temperature of the chromosphere and generates slow plasma flows. In contrast, the Alfvén waves generated by large-amplitude pulses increase the chromospheric plasma temperature more significantly and result in faster plasma outflows. The maximum heating occurs when the pulse is launched from the central photosphere, and the magnitude of the related plasma flows grows with the amplitude of the pulse.

Conclusions. Large-amplitude two-fluid Alfvén waves can contribute significantly to the heating of the solar chromosphere and to the generation of plasma outflows.

Key words. magnetohydrodynamics (MHD) – Sun: atmosphere – Sun: chromosphere – Sun: photosphere

1. Introduction

The solar atmosphere can be divided into three layers with different plasma properties: the photosphere (with the conventional surface of a star) extending up to only 500 km above the surface, the chromosphere ranging from the top of the photosphere to about 2500 km in height, and the solar corona from 2500 km and expanding into the solar wind. In the photosphere, the temperature decreases with height from about 5600 K at the bottom until it reaches its minimum of 4300 K at the top of the photosphere (or the bottom of the chromosphere), which is about 500 km above the solar surface (Athay 1976). Higher up, the temperature starts rising again with height, first slowly in the lower chromosphere and then faster in the upper chromosphere until the transition region, which separates the chromosphere from the solar corona. There, the temperature experiences its sudden increase to 1 million K and from there upwards it increases steadily with height in the low corona. A clear explanation of this temperature increase with height above the solar surface remains to be found. As a result of the lower temperatures, the plasma in the low atmospheric layers is only partially ionized (Avrett 2003). However, the corona, where the average temperature is about 1−3 MK, is fully ionized (Aschwanden 2005).

Multiple solar missions, such as the Solar Dynamics Observatory (SDO) and the Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS), have shown that a diversity of waves occur in the solar atmosphere (Jess et al. 2009; McIntosh et al. 2011; Okamoto & De Pontieu 2011). The various wave types that occur include Alfvén waves (Alfvén 1942). These waves are transverse magnetohydrodynamic (MHD) waves that travel along the magnetic field lines. Alfvén waves were reported to be present in both the photosphere and chromosphere (Srivastava et al. 2017; Baker et al. 2021). As they pass by, they modify the transverse magnetic field and velocity components but, do not alter the gas pressure or the mass density (Nakariakov & Verwichte 2005), at least in the linear limit and in a homogeneous background plasma. A thorough understanding of Alfvén waves is essential because they could be a part of the solution to the major problems of heliophysics, such as the solar coronal heating and wind acceleration (Uchida & Kaburaki 1974; Ofman 2010). Recent theoretical research revealed that Alfvén waves can carry enough energy to heat the solar corona (Yang & Xiang 2016). However, the details of the mechanism(s) of the thermal energy release related to their dissipation remain unknown. One potential candidate for that may be associated with ion–neutral collisions (Soler et al. 2017). Piddington (1956), Osterbrock (1961), and Haerendel (1992) were the first to study ion–neutral collisions, but they did not find that this interaction affects the chromospheric temperature. Ballester et al. (2018) showed that ambipolar diffusion leads to substantial chromospheric heating, and Zaqarashvili et al. (2013) derived a dispersion relation for two-fluid Alfvén waves and confirmed that the damping of Alfvén waves resulting from the ion–neutral collisions is quite significant. Khomenko (2017), based on a two-fluid model, stated that the presence of neutrals affects the solar atmosphere. The effect of ion–neutral interactions is expected to influence the energy balance of the chromosphere. Zaqarashvili et al. (2013) also confirmed that low- and high-frequency photospheric Alfvén waves might not reach the solar corona because ion–neutral collisions damp them very efficiently in the upper chromosphere. According to Song & Vasyliūnas (2011), the rate of Alfvén wave damping varies with magnetic field strength and wave frequency. For a strong magnetic field, wave damping is low. Low-frequency waves are also weakly damped, and so there is a chance to detect low-frequency Alfvén waves in the solar corona under the condition of a strong magnetic field.

According to Hollweg (1978, 1981), Hollweg et al. (1982), Kudoh & Shibata (1999), and Matsumoto & Suzuki (2012), Alfvén waves can potentially also induce plasma outflows. More recent studies by Yang & Xiang (2016) and Shestov et al. (2017) indeed show that Alfvén waves manage to produce fast plasma outflows. As Tu et al. (2005) stated, we can detect outflows in the solar atmosphere between 5 and 20 Mm altitude, and at the height of 20 Mm, the outflow speed reaches about 10 km· s^{-1}. A notable problem is to examine such outflows in the lower solar atmosphere, specifically in the chromosphere and transition region (Marsch et al. 2008; Tian et al. 2009; McIntosh et al. 2011; McIntosh 2012; Kayshap et al. 2015).

The goal of the present paper is to study impulsively generated two-fluid Alfvén waves in the partially ionized lower layers of the solar atmosphere. These studies are performed numerically in the context of the observed atmospheric heating and plasma outflows, which in the higher coronal regions may result in nascent solar wind.

The organisation of the remainder of this paper is as follows. Section 2 presents the governing two-fluid equations, an initial equilibrium model of the solar atmosphere, and the impulsive perturbations we applied in the simulations. In Sect. 3, the results of the numerical simulations are presented and Sect. 4 contains the conclusions of this paper with a discussion and summary of the results of the numerical experiments performed.

2. Two-fluid numerical model of the partially ionized solar atmosphere

In the dens(er) lower layers of the solar atmosphere, the interactions between the different plasma components are commonly considered to be collective, which means that each particle simultaneously affects several other particles. Therefore, it is justified to consider the plasma in these atmospheric layers as a continuum, that is, as a fluid (Roy & Pandey 2002). The temperature depends on the altitude of the considered layer in the solar atmosphere. There, where the temperature is high enough, as in the transition layer and the corona mentioned above, the plasma is fully ionized. However, as mentioned in the introduction, in the photosphere and chromosphere the temperatures are lower and the plasma there is not fully ionized. In the photosphere, the ionization degree is even as low as 0.01%. As discussed above, it is therefore necessary to take into account the dynamics of neutral particles in these atmospheric layers. As a simple conceivable approach, we use the two-fluid plasma model to describe the partially ionized atmosphere, which consists of ions+electrons and neutrals, treated as two separate fluids (Zaqarashvili et al. 2011). Each of these two fluids has its own mass density, flow velocity, and gas pressure and the fluids interact with each other through ion–neutral collisions.

2.1. Two-fluid equations

The two-fluid approach combines the fluid mechanics theory (governed by the Navier-Stokes equations) and electromagnetism (governed by Maxwell' s equations). The evolution equations in the framework of a two-fluid model can therefore be written in the following form (Ballester et al. 2018; Wójcik et al. 2019):

$$\frac{\partial \varrho_{\rm i}}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\rm i} \mathbf{V}_{\rm i}) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \varrho_{\rm n}}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\rm n} \mathbf{V}_{\rm n}) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial (\varrho_{\rm i} \mathbf{V}_{\rm i})}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\rm i} \mathbf{V}_{\rm i} \mathbf{V}_{\rm i} + p_{\rm ie} \mathbf{I}) = \varrho_{\rm i} \mathbf{g} + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \mathbf{S}_{\rm m}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial (\varrho_{\rm n} \mathbf{V}_{\rm n})}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_{\rm n} \mathbf{V}_{\rm n} \mathbf{V}_{\rm n} + p_{\rm n} \mathbf{I}) = \varrho_{\rm n} \mathbf{g} + \mathbf{S}_{\rm m}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial E_{\rm i}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E_{\rm i} + p_{\rm ie} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu} \right) \mathbf{V}_{\rm i} - \frac{\mathbf{B}}{\mu} (\mathbf{V}_{\rm i} \cdot \mathbf{B}) \right] = (\varrho_{\rm i} \mathbf{g} + \mathbf{S}_{\rm m}) \cdot \mathbf{V}_{\rm i} + Q_{\rm i}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial E_{\rm n}}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_{\rm n} + p_{\rm n}) \mathbf{V}_{\rm n}] = (\varrho_{\rm n} \mathbf{g} + \mathbf{S}_{\rm m}) \cdot \mathbf{V}_{\rm n} + Q_{\rm n}, \tag{6}$$

with

$$E_{\rm i} = \frac{\varrho_{\rm i} \mathbf{V}_{\rm i}^2}{2} + \frac{p_{\rm ie}}{\gamma - 1} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}, \quad E_{\rm n} = \frac{\varrho_{\rm n} \mathbf{V}_{\rm n}^2}{2} + \frac{p_{\rm n}}{\gamma - 1}, \tag{7}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_{\rm i} \times \mathbf{B}), \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \tag{8}$$

where

$$p_{\rm ie} = \frac{k_{\rm B}}{m_{\rm H} \mu_{\rm i}} \varrho_{\rm i} T_{\rm i}, \quad p_{\rm n} = \frac{k_{\rm B}}{m_{\rm H} \mu_{\rm n}} \varrho_{\rm n} T_{\rm n}. \tag{9}$$

$$\mathbf{S}_{\rm m} = \nu_{\rm in} \varrho_{\rm i} (\boldsymbol{V}_{\rm i\text{–}} \boldsymbol{V}_{\rm n}), \tag{10}$$

$$Q_{\rm i} = \frac{1}{2} \nu_{\rm in} \varrho_{\rm i} (\mathbf{V_i} - \mathbf{V_n})^2 - \frac{\nu_{\rm in} \varrho_{\rm i} k_{\rm B}}{(\gamma - 1) m_{\rm H} \mu_{\rm n}} (T_{\rm i} - T_{\rm n}), \tag{11}$$

$$Q_{\rm n} = \frac{1}{2} \nu_{\rm in} \varrho_{\rm i} (\boldsymbol{V}_{\rm i} - \boldsymbol{V}_{\rm n})^2 - \frac{\nu_{\rm in} \varrho_{\rm i} k_{\rm B}}{(\gamma - 1) m_{\rm H} \mu_{\rm n}} (T_{\rm n} - T_{\rm i}). \tag{12}$$

Here, $\varrho_{\rm i,n}$ is the mass density of the ions and neutrals, respectively, and similarly $\boldsymbol{V}_{\rm i,n}$ are the velocity fields, $p_{\rm i,n}$ the gas pressures, $E_{\rm i,n}$ the total energy densities, while $\boldsymbol{g} = [0, -g, 0]$ denotes the gravitational acceleration with its magnitude $g = 274.78$ m·s^{-2}. Moreover, $k_{\rm B}$ is the Boltzmann constant, $\boldsymbol{I}$ denotes the identity matrix, μ the magnetic permeability, $\boldsymbol{B}$ the magnetic field, $\gamma = 1.4$ the adiabatic coefficient, and $T_{\rm i,n}$ corresponds to the temperatures of the two fluids. Also, $m_{\rm H}$ is the mass of a hydrogen atom, and $\mu_{\rm i} = 0.58$, $\mu_{\rm n} = 1.21$ denote the mean mass of each species. Hence, the indices $_{\rm i,e,n}$ correspond respectively to ions, electrons, and neutrals, while $\nu_{\rm i,n}$ is the ion–neutral collision frequency which is given as (Braginskii 1965; Ballester et al. 2018)

$$\nu_{\rm in} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{\rm in} \varrho_{\rm n}}{m_{\rm H} (\mu_{\rm i} + \mu_{\rm n})} \sqrt{\frac{8 k_{\rm B}}{\pi m_{\rm H}} \left(\frac{T_{\rm i}}{\mu_{\rm i}} + \frac{T_{\rm n}}{\mu_{\rm n}} \right)}, \tag{13}$$

with $\sigma_{\rm in}$ being the collision cross-section, which varies with the energy of the colliding particles, that is, with temperature. Here, we adopt its classical value, $\sigma_{\rm in} = 1.4 \times 10^{-19}$ m^2, (Vranjes & Krstic 2013).

2.2. Magnetohydrostatic equilibrium

The solar corona continuously expands into interplanetary space. Yet, for computational economy during numerical simulations, we assume that the solar atmosphere is in hydrostatic equilibrium. This is the state in which the radially inward force of gravity and the radially outward gas pressure gradient force are in balance. This state is described by the hydrostatic condition, expressing this force balance, that is,

$$-\nabla p_{\mathrm{i,n}} + \varrho_{\mathrm{i,n}}\boldsymbol{g} = \boldsymbol{0}. \tag{14}$$

We initialise the velocity, temperature, pressure, and mass density of both plasma components from the hydrostatic equilibrium state given by the solution of Eq. (14). This means that the velocity of both ions $\boldsymbol{V}_{\mathbf{i}}$ and neutrals $\boldsymbol{V}_{\mathbf{n}}$ is set equal to zero. Additionally, we set the initial temperature to be equal for both plasma components, $T_{\mathrm{i}} = T_{\mathrm{n}} = T$, according to the semi-empirical model of Avrett & Loeser (2008). The following equations describe the initial equilibrium values of gas pressure and mass density (e.g., Kuźma et al. 2017):

$$p_{\mathrm{i,n}}(y) = p_{0\mathrm{i,n}} \exp\left(-\int_{y_{\mathrm{r}}}^{y} \frac{\mathrm{d}y'}{\Lambda(y')}\right), \tag{15}$$

and

$$\varrho_{\mathrm{i,n}}(y) = \frac{p_{\mathrm{i,n}}(y)}{g\Lambda_{\mathrm{i,n}}}, \quad \varrho_{\mathrm{e}}(y) = 0, \tag{16}$$

with

$$\Lambda_{\mathrm{n}} = \frac{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{n}}}{g\mu_{\mathrm{n}}m_{\mathrm{H}}}, \quad \Lambda_{\mathrm{i}} = \frac{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{i}}}{g\mu_{\mathrm{i}}m_{\mathrm{H}}}. \tag{17}$$

Here, Λ_{in} denote the ion and neutral pressure scale heights, while $p_{0\mathrm{in}}$ are the plasma and gas pressures at the reference height, y_{r} is the reference height taken as 50 Mm, with $p_{0\mathrm{i}} = 10^{-2}$ Pa and $p_{0\mathrm{n}} = 3 \cdot 10^{-4}$ Pa, and m_{H} corresponds to the mass of a hydrogen atom.

We also assume that a magnetic field penetrates this hydrostatic equilibrium state, but we consider a magnetic field that is force-free (i.e., $(\nabla \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B}/\mu = \boldsymbol{0}$) and even current-free (i.e., $(\nabla \times \boldsymbol{B})/\mu = \boldsymbol{0}$), so that the hydrostatic force balance is not disturbed. A uniform vertical magnetic field $\boldsymbol{B} = B_{\mathrm{y}}\hat{\boldsymbol{y}}$, with a magnitude B_{y} that is chosen to be equal to 30 G, satisfies these conditions or equations. Here, $\hat{\boldsymbol{y}}$ denotes a unit vector directed along the y-axis. The magnetohydrostatic equilibrium model assumes a uniform and vertical magnetic field, while in the real solar atmosphere the magnetic field expands with height. Recent works that include such magnetic field line expansion include those by Soler et al. (2017, 2019). This expansion is more important in the low chromosphere and our model requires a revision there.

Figure 1 (top panel) illustrates the vertical variation of the initial equilibrium temperature $T(y)$. This plot reveals that the minimum temperature is located 100 km above the photosphere (occupying the region given by $0.0\,\mathrm{Mm} \leq y \leq 0.5\,\mathrm{Mm}$), mainly at $y = 0.6$ Mm, and $T(y)$ becomes slightly higher in the middle and upper chromosphere ($0.5\,\mathrm{Mm} \leq y \leq 2.1\,\mathrm{Mm}$). A sudden increase in temperature occurs at the height corresponding to the transition region ($y \approx 2.1$ Mm). Above the transition region, in the solar corona, the temperature keeps rising with height until it reaches a magnitude of 1 MK at $y = 20$ Mm.

The bottom panel of Fig. 1 displays the vertical variation of the Alfvén speed c_{a}, which is defined as

$$c_{\mathrm{a}} = \frac{B_{\mathrm{y}}}{\sqrt{\mu(\varrho_{0\mathrm{i}} + \varrho_{0\mathrm{n}})}}. \tag{18}$$

At the bottom of the photosphere, located at $y = 0$ Mm, $c_{\mathrm{a}} \approx 200\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$. We note that c_{a} grows with height and the most drastic growth takes place at the transition region. However, in the solar corona, $c_{\mathrm{a}}(y = 20\,\mathrm{Mm}) \approx 10^{6}\,\mathrm{m\cdot s^{-1}}$, and it grows steadily with increasing y (height).

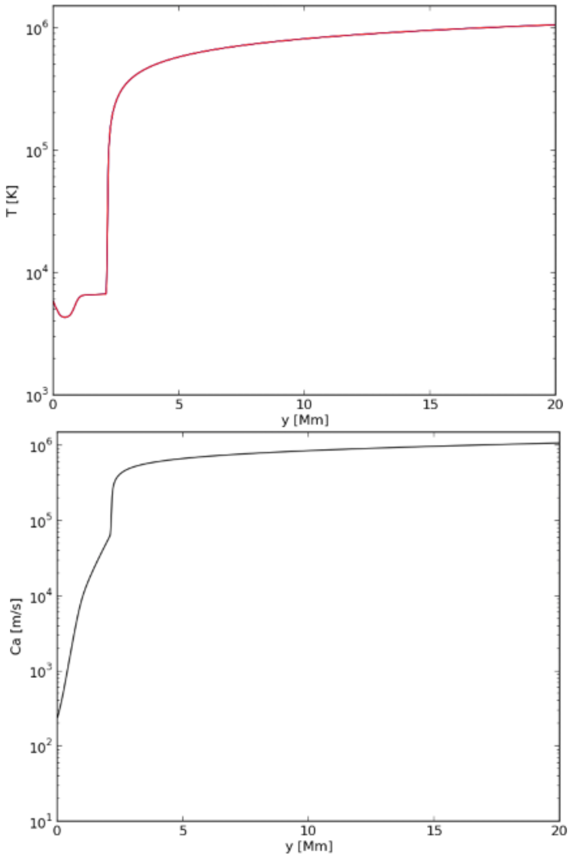


Fig. 1. Variation with height y of the equilibrium temperature T, given by Avrett & Loeser (2008) (*top*), and Alfvén speed (*bottom*).

2.3. Impulsive perturbations

In order to generate Alfvén waves, we perturb the magnetohydrostatic equilibrium by initially (i.e. at $t = 0$ s) launching a localized pulse in the transverse component of ion velocity, V_{iz}. The following equation describes this pulse:

$$V_{\mathrm{iz}}(y, t = 0\,\mathrm{s}) = A \exp\left(-\frac{(y - y_0)^2}{w^2}\right). \tag{19}$$

Here, A denotes the amplitude of the pulse, w its width, and y_0 its vertical location. By varying A and y_0, but holding the width w fixed at 0.2 Mm, a similar pulse of different amplitude A is launched in the photosphere or chromosphere.

3. Numerical results

In order to study Alfvén waves in the inhomogeneous and only partially ionized lower layers of the solar atmosphere, we have to rely on numerical simulations. In our model, initially (at $t = 0$ s), an ion velocity pulse described by Eq. (19) is injected into the simulation domain specified as $(-0.08, 0.08) \times (-0.5, 60)\,\mathrm{Mm}^2$. We use the JOANNA code (Wójcik et al. 2020) to perform the numerical simulations, that is, to solve the two-fluid equations presented and discussed in the previous section. Indeed, this code solves the initial-boundary value problem for the specified two-fluid model. All plasma variables are initialised with their magnetohydrostatic values at the lower and upper boundaries of the simulation domain and held fixed in time throughout the simulation. Setting non-reflecting or absorbing boundary conditions along the gravity action is a formidable and still not fully solved task. We have implied the simplest conceivable boundary conditions with all plasma quantities set to their equilibrium values. Such conditions being supplemented by a well stretched grid along the y-direction is found to significantly reduce reflections of the incoming signal. The part of the simulation domain specified by $-0.5\,\mathrm{Mm} \leq y \leq 4.62\,\mathrm{Mm}$ is divided into 512 grid cells, leading to a numerical grid cell size $\Delta y = 10\,\mathrm{km}$ in that area. The region higher up is covered by 128 grid cells and in this part of the computational domain the grid is stretched, that is, the size of the grid cells steadily grows with height. At the side (x-) boundaries, so-called "open" boundary conditions are implemented, meaning that the x-derivatives of all the plasma quantities are set to zero.

3.1. Numerical verification test

Before starting any simulation, we first verify the numerical accuracy by trying to quantify the numerical errors. One test consists of running the code without any initial pulse and relaxing the initial (analytical) equilibrium state numerically, that is, allowing the physical system to evolve in time without any external influence. Although a zero–amplitude pulse cannot lead to the generation of Alfvén waves, as a result of the numerical approximation which is due to the discretization of the equations on a mesh with finite resolution, there is some signal present in the vertical (y-) component of the ion velocity and temperature in the system. This signal corresponds to magnetoacoustic waves, which are affected by gravity. We can trace these waves by plotting the V_{iy} component in the (y, t)plane (Fig. 2, top) and also plotting the relative perturbed ion temperature,

$$\frac{\delta T_{\mathrm{i}}}{T} = \frac{T_{\mathrm{i}} - T}{T}\,; \tag{20}$$

see the bottom plot of Fig. 2. We note that the obtained max $(V_{\mathrm{iy}}) \approx 0.34\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$, which takes place in the corona at $y \approx 20\,\mathrm{Mm}$, and it is very small compared to the local sound speed $c_{\mathrm{s}} \approx 100\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$ there (not shown). The signal propagates upward at an average velocity of $125\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$, which corresponds to the average sound speed (the average Alfvén velocity in that area is an order of magnitude higher). Similarly, max $(\delta T_{\mathrm{i}}/T) = 0.0045$, which is also a very small perturbation and it propagates upward at the same velocity as the V_{iy} perturbation. Hence, we infer that for the chosen numerical grid and discretization scheme, the generated numerical noise in the relaxation phase is rather small and does not affect the numerical results presented below.

3.2. Small-amplitude Alfvén waves

In this section, we consider small-amplitude Alfvén waves generated by an initial pulse. Figure 3 displays the evolution of the Alfvén waves that are excited by the initial pulse with an amplitude as small as $A = 1\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$ and launched from the bottom of the photosphere, that is, $y_0 = 0\,\mathrm{Mm}$ (top plots), and at the top of the photosphere, at $y_0 = 0.5\,\mathrm{Mm}$ (bottom plots). The initial pulse splits into two counter-propagating waves, which are damped. This damping results from collisions between ions and neutrals (Leake et al. 2005; Arber et al. 2016; Shelyag et al. 2016; Erdélyi & James 2004; Khodachenko et al. 2004; Forteza et al. 2007; Soler et al. 2019). For the initial pulse at the bottom of the photosphere, the upwardly propagating waves experience partial reflection at $y \approx 0.5\,\mathrm{Mm}$ (upper plots), corresponding to the top of the photosphere. However, when the initial pulse is located

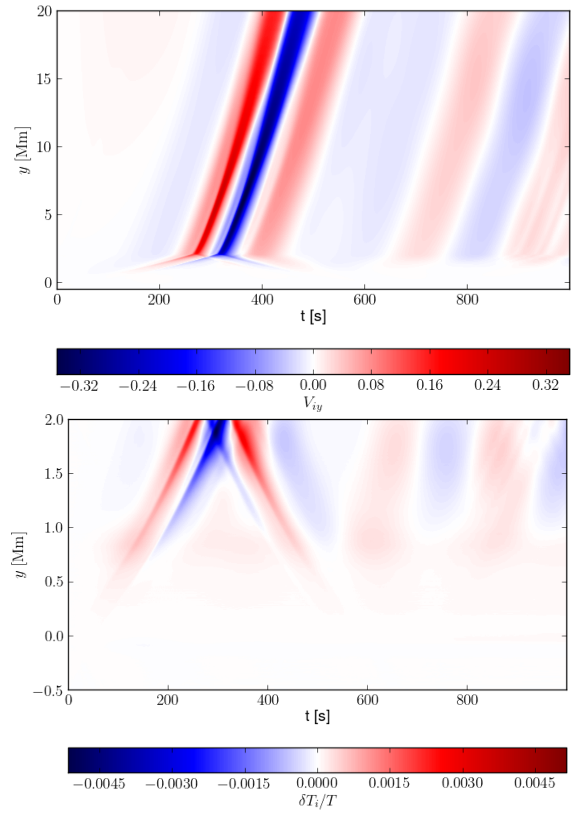


Fig. 2. Time–distance plots for V_{iy} (*top*) and $\delta T_{\mathrm{i}}/T$ (*bottom*) for the initial pulse-free system, i.e., $A = 0\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$. In other words, this plot shows the numerical relaxation of the initial equilibrium state.

at the top of the photosphere, the reflection takes place at about $y \approx 1.0\,\mathrm{Mm}$ (bottom plots).

In the case of $y_0 = 0\,\mathrm{Mm}$ (Fig. 3, left-top), the reflection takes place after $t \approx 1500\,\mathrm{s}$, so the upward propagating waves travel at about $0.33\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$, which is the average Alfvén velocity in the photosphere (see Fig. 1, bottom). However, for $y_0 = 0.5\,\mathrm{Mm}$ (Fig. 3, left-bottom), as a result of higher values of $c_{\mathrm{a}}(y)$ in the low chromosphere (Fig. 1, bottom), the waves propagate upward much faster and the reflection therefore occurs much earlier, that is, at about $t \approx 200\,\mathrm{s}$, which means that the waves indeed propagate with an average velocity of $2.5\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$. Some waves propagate higher up, reaching the transition region and the solar corona (left). In the photosphere and the low chromosphere, the amplitudes of the upward- and downward-propagating waves decay with the distance of their propagation. This is a result of ion–neutral collisions taking place in these layers. The left panels of Fig. 3 show that the maximum value of the transversal velocity component is smaller for $y_0 = 0\,\mathrm{Mm}$ with $\max(V_{\mathrm{iz}}) \approx 2.5\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$ than for $y_0 = 0.5\,\mathrm{Mm}$ with $\max(V_{\mathrm{iz}}) \approx 3.4\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$. These maxima are reached in the corona as the plasma density is much lower there.

The right panels of Fig. 3 present plots of a transversal magnetic field B_z, which is in phase with V_{iz} for the downward-propagating Alfvén waves and in phase opposition for the upward propagating waves. Indeed, here we also observe upward- and downward-propagating waves from the pulse height. The upward-propagating waves experience reflection in both cases (i.e. for $y_0 = 0\,\mathrm{Mm}$ and $y_0 = 0.5\,\mathrm{Mm}$) after passing a distance of about 0.5 Mm, essentially simultaneously with the reflections seen in the V_{iz} component (Fig. 3, left panels). However, we note that the B_z signals evolve differently from

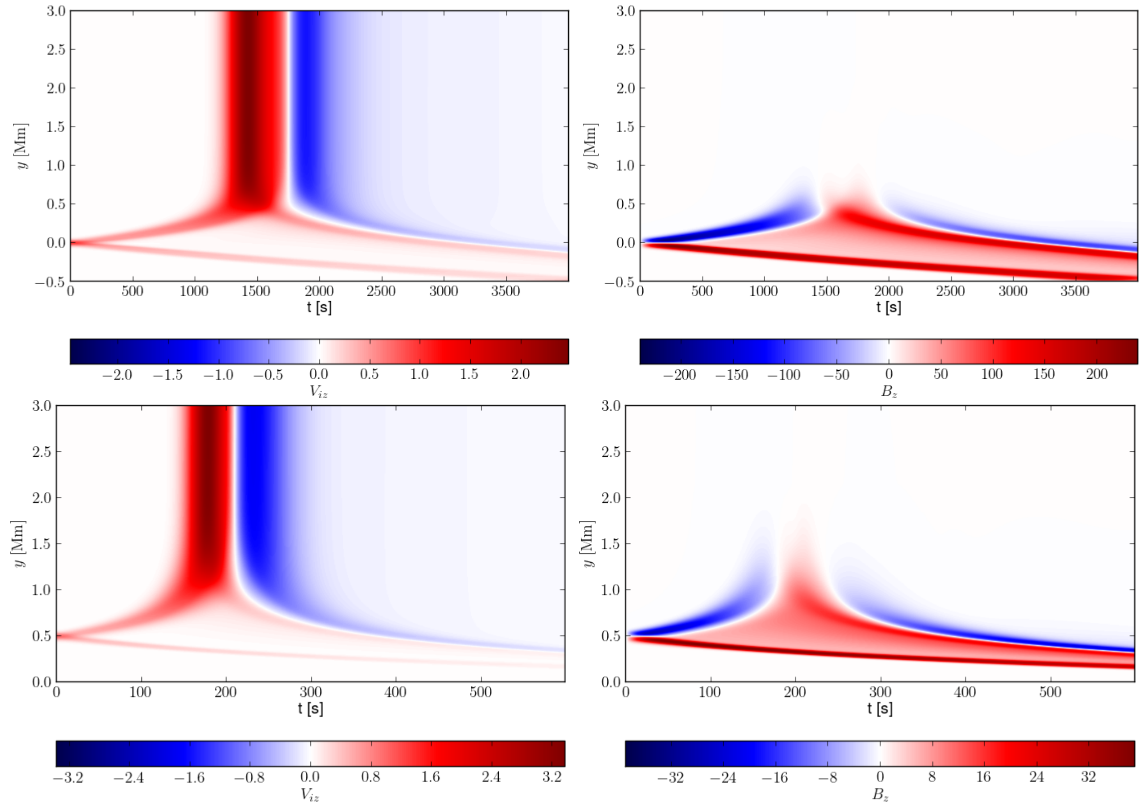


Fig. 3. Time–distance plots for V_{iz} (*left*) and B_z (*right*) for $A = 1\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$, $y_0 = 0\,\mathrm{Mm}$ (*top*) and $y_0 = 0.5\,\mathrm{Mm}$ (*bottom*).

the V_z perturbations. The B_z perturbation amplitude strongly falls off with height and even becomes evanescent above the reflection height, while the V_{iz} component reaches its maximum values there. This difference is well known in the MHD framework, where the evolution of the B_z component is described by the following wave equation:

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial y}\left(c_a^2 \frac{\partial B_z}{\partial y}\right) = 0, \tag{21}$$

while the transversal component of velocity, V_z, is governed by the classic wave equation (e.g., Wójcik et al. 2017):

$$\frac{\partial^2 V_z}{\partial t^2} - c_a^2 \frac{\partial^2 V_z}{\partial y^2} = 0. \tag{22}$$

Hence, the increase in the Alfvén velocity c_a with height y yields a relatively large damping term ($\sim\partial B_z/\partial y$) in the wave equation for B_z which does not appear in the wave equation for V_z.

3.3. Heating and plasma outflows by large-amplitude Alfvén waves

In this section, we explore the dynamics of large-amplitude Alfvén waves generated by an initial pulse in the lower atmospheric layers of the solar atmosphere. We limit our discussion to the case of an initial pulse of $A = 10\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$. The time–distance profiles of V_{iz} and B_z are displayed in Fig. 4 (top), and they globally look similar to those illustrated in Fig. 3 which corresponds to $A = 1\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$. We note that the magnetic field perturbations now travel higher up in the solar atmosphere before being dissipated. The bottom panels of Fig. 4 show the corresponding velocity drifts: $V_{iz} - V_{nz}$ (bottom-left) and $V_{iy} - V_{ny}$ (bottom right). In both bottom panels, it can be seen that the velocity drifts grow with height towards maximum values of $V_{iz} - V_{nz} \approx 1\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$ and $\max(V_{iy} - V_{ny}) \approx 10\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$, respectively. Due to the fact that the $\max(V_{iy} - V_{ny})$ value is higher than the $\max(V_{iz} - V_{nz})$ value, we infer that magnetoacoustic waves, which are driven by the Alfvén waves, are responsible for the observed heating, which is described by the first term of the right-hand side of Eqs. (11) and (12). The nonlinear coupling of Alfvén waves with magnetoacoustic waves is due to the ponderomotive force. A study of the ponderomotive force in the multi-fluid framework was recently presented by Martínez-Gómez et al. (2018), who investigated impulsively generated Alfvén waves. On the other hand, the fact that the nonlinearly driven magnetoacoustic waves heat the plasma more efficiently has already been discussed; namely by Arber et al. (2016), who used the single-fluid approximation.

Figure 5 (top panels) presents time–distance plots for the perturbed ion temperature $\delta T_i/T$ (left panel) and for the vertical component of the ion velocity V_{iy} (right panel) in the case of $A = 10\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$ and $y_0 = 0.3\,\mathrm{Mm}$ (i.e. more or less in the middle of the photosphere). Some correlation between the velocity and temperature signals is discernible from this analysis. Mainly, in the range of $0\,\mathrm{Mm} \le y \le 2\,\mathrm{Mm}$ the signal in $\delta T_i/T$ experiences a similar trend to the signal in Viy with $\max(V_{iy}) \approx 65\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$ and $\max(\delta T_i/T) \approx 1$ taking place for the launching level $y_0 = 0.3\,\mathrm{Mm}$. In the case of the same launching point y_0, but for a much smaller pulse amplitude, mainly $A = 1\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$, the maximum value of the vertical component of ion velocity is almost 20 times lower than for this amplitude $A = 10\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$ pulse. Similarly, the maximum value of the perturbed relative ion temperature is about 25 times lower for the simulation with amplitude $A = 1\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$. As a matter of fact, for $A = 1\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$ we obtained $\max(V_{iy}) \approx 3.6\,\mathrm{km{\cdot}s^{-1}}$ and $\max(\delta T_i/T) \approx 0.05$ (not shown). The bottom panels of Fig. 5

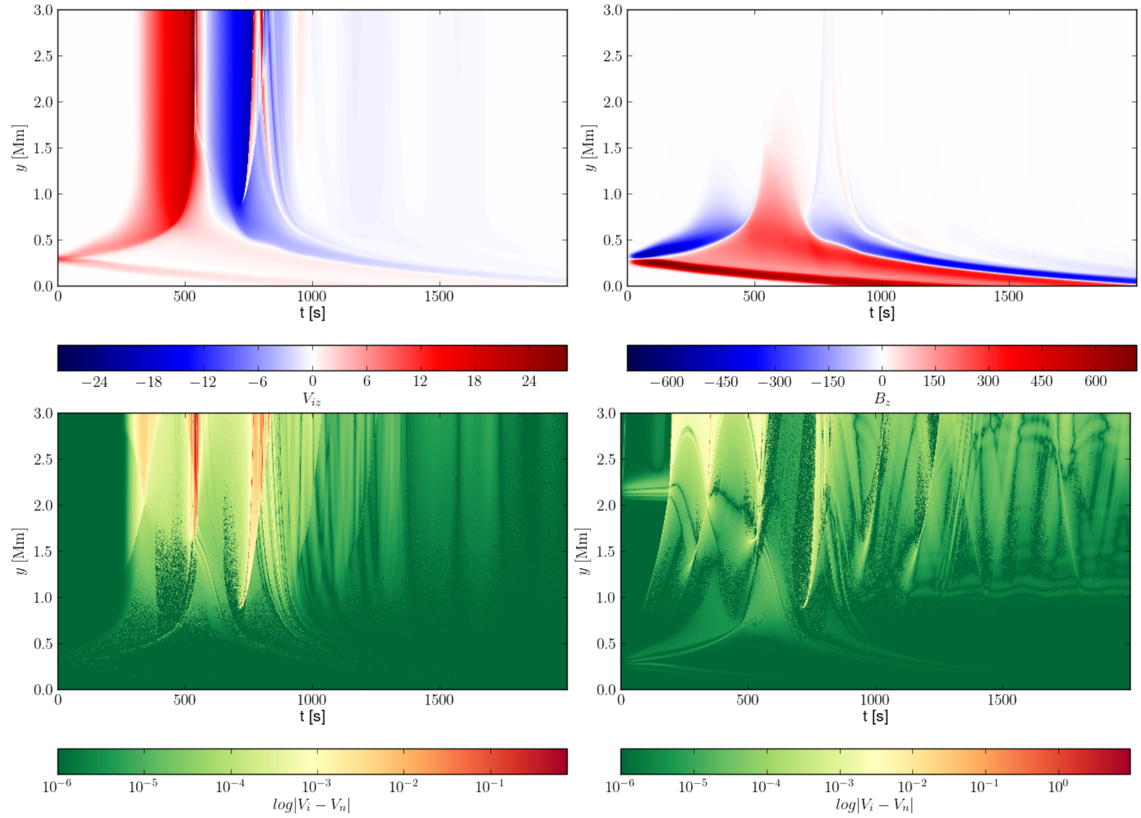


Fig. 4. Time–distance plots for: $V_{\rm iz}$ (*top-left*), $B_{\rm z}$ (*top-right*), $V_{\rm iz} - V_{\rm nz}$ (*bottom-left*), and $V_{\rm iy} - V_{\rm ny}$ (*bottom-right*) in the case of $A = 10\,{\rm km{\cdot}s^{-1}}$ and $y_0 = 0.3\,{\rm Mm}$.

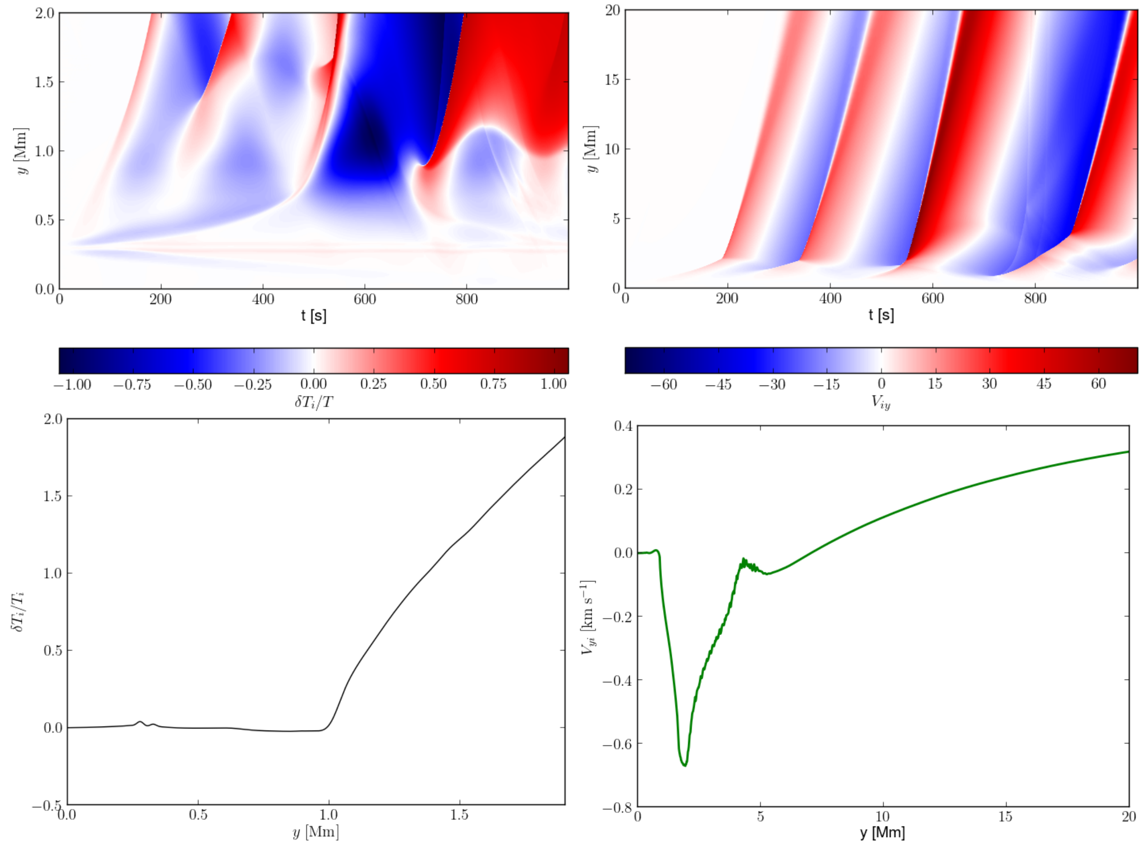


Fig. 5. Time-distance plots for $\delta T_{\rm i}/T$ (*top-left*) and $V_{\rm iy}$ (*top-right*), perturbed temperature of ions $\delta T_{\rm i}/T$ averaged over time (*bottom-left*), and the vertical component of ion velocity $V_{\rm iy}$ averaged over time (*bottom-right*) for $y_0 = 0.3\,{\rm Mm}$ and $A = 10\,{\rm km{\cdot}s^{-1}}$.

illustrate the perturbed relative ion temperature $\delta T_{\mathrm{i}}/T$ averaged over time, and the vertical component of the ion velocity V_{iy} averaged over time. These two quantities are defined as

$$H(y) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \frac{\delta T_{\mathrm{i}}}{T} \, \mathrm{d}t, \tag{23}$$

and

$$V(y) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} V_{\mathrm{iy}} \, \mathrm{d}t, \tag{24}$$

where $t_1 = 0$ s and $t_2 = 5000$ s. We note that the $\max(H(y))$ takes place for $y = 2$ Mm (bottom-left). However, a small increase in temperature is discernible at $y \approx 0.3$ Mm, the height at which the initial pulse is launched in this case. From the bottom-right panel of Fig. 5, it is inferred that a slow downflow takes place in the lower atmospheric layers up to $y \approx 5$ Mm. Higher up, on the other hand, there is an upflow or outflow, with a magnitude that is growing with height y; it reaches about $0.35\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$ at $y = 20$ Mm. Below $y \approx 5$ Mm, the downflow reaches a minimum value of $V_{\mathrm{iy}} \approx -0.7\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$. This means that when going from the lower atmosphere to the corona, the downflow turns into an upflow. A similar scenario was reported by Kayshap et al. (2015) who found even faster downflows of $0-13\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$ and also faster upflows of $10-12\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$. Hence, our simple 2.5D numerical findings reveal only the general trend of the vertical flows that is also present in the observational data. This vertical flow can be generated by ponderomotive force originating from Alfvén waves (e.g., Murawski 1992).

Figure 6 displays the relative perturbed ion temperature averaged over height and time. This quantity is defined as (with $H(y)$ given by Eq. (23)):

$$H = \frac{1}{y_1 - y_0} \int_{y_0}^{y_1} H(y) \, \mathrm{d}y, \tag{25}$$

where $y_1 = 20$ Mm. The top panel illustrates H versus the launching height y_0. We note that the minimal heating occurs for $y_0 = 0$ Mm and the maximal heating H is obtained launching the pulse at $y_0 = 0.35$ Mm, which is close to the middle of the photosphere. We also note that H strongly falls off with $y_0 > 0.35$ Mm. Such behavior of H versus y_0 results from the magnetoacoustic waves that release thermal energy as a result of the ion–neutral collisions and which are driven by Alfvén waves. The ion–neutral collisions are less frequent in the upper layers as the ionization degree is close to one (100%) there.

Figure 6 (bottom panel) illustrates the dependence of the average heating H on the pulse amplitude A for a pulse located at $y_0 = 0.25$ Mm. Here, according to our expectations, it is clearly seen that the higher the amplitude of the pulse, the more heat is deposited in the atmosphere.

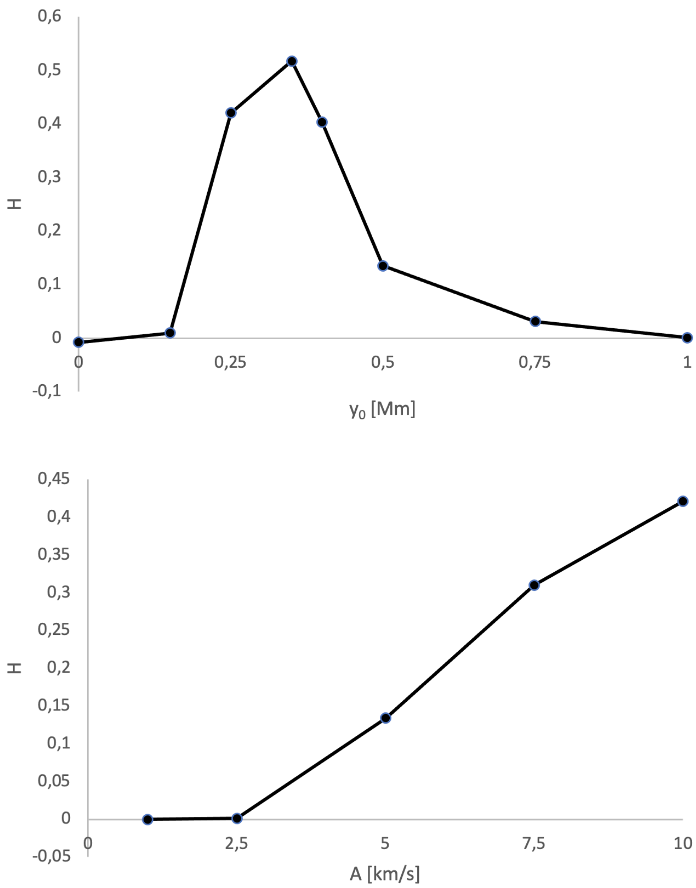


Fig. 6. Relative perturbed ion temperature averaged over time and height H vs. pulse launching y_0 for $A = 10\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$ (*top*) and vs. pulse amplitude A for $y_0 = 0.25$ Mm (*bottom*).

4. Summary and conclusion

In this paper, we present the results of 2.5D simulations of impulsively generated two-fluid Alfvén waves. We show that as a consequence of ion–neutral collisions (e.g., Ballester et al. 2018), large amplitude Alfvén waves generated in the photosphere and chromosphere can contribute to the heating of the chromosphere (e.g., Murawski et al. 2020). These waves can also drive plasma outflows, which higher up can become more substantial and constitute the origin of the solar wind. However, the magnitude of the flows is found to be rather moderate and much lower than the observed in- and outflows by Tian et al. (2009) and Kayshap et al. (2015). Hence, we conclude that impulsively generated two-fluid Alfvén waves with an initial amplitude $A = 10\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$ are not able to explain the observational data, even though the obtained flow amplitudes are in the observed ranges. Nevertheless, the magnitude of the obtained plasma heating is proportional to the pulse amplitude. We find that the maximum heating occurs for the pulse launched from the middle of the photosphere. The maximum of the averaged relative temperature H in the chromosphere increases by about 50%. The pulses launched from the low photosphere and in the chromosphere do not substantially affect the chromosphere temperature (Fig. 6, top). Also, the magnitude of the obtained outflows grows with the amplitude of the pulse. In particular, in the case of the pulse launched from the middle of the photosphere and with an amplitude $A \leq 2.5\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$, the averaged heating H is negligibly small. For larger values of the amplitude A, the trend in $H(A)$ is essentially linear with $H \approx 0.42$ for $A = 10\,\mathrm{km \cdot s^{-1}}$ (Fig. 6, bottom).

Our model is based on the two-fluid equations in which the only source of plasma heating are ion–neutral collisions. Hence, more realistic models that include other nonideal and nonadiabatic effects are required to more accurately describe the solar atmosphere and make the simulations more realistic. Such models are left for future studies and the obtained results will be reported elsewhere.

Acknowledgements. The JOANNA code has been developed by Darek Wójcik. This work was done within the framework of the projects from the Polish National Foundation (NCN) grants Nos. 2017/25/B/ST9/00506 and

2020/37/B/ST9/00184. Numerical simulations were performed on the LUNAR cluster at Institute of Mathematics of University of M. Curie-Skłodowska, Lublin, Poland. S. P. acknowledges support from the project (EUHFORIA 2.0) that has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under grant agreement No 870405. SP also received support from the projects C14/19/089 (C1 project Internal Funds KU Leuven), G.0D07.19N (FWO-Vlaanderen), SIDC Data Exploitation (ESA Prodex-12), and the Belspo projects BR/165/A2/CCSOM and B2/191/P1/SWiM.

References

Alfvén, H. 1942, Nature, 150, 405
Arber, T. D., Brady, C. S., & Shelyag, S. 2016, ApJ, 817, 94
Aschwanden, M. J. 2005, Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)
Athay, R. G. 1976, The solar chromosphere and corona: Quiet sun, 53
Avrett, E. H. 2003, in Current Theoretical Models and Future High Resolution Solar Observations: Preparing for ATST, eds. A. A. Pevtsov, & H. Uitenbroek, ASP Conf. Ser., 286, 419
Avrett, E. H., & Loeser, R. 2008, ApJS, 175, 229
Baker, D., Stangalini, M., Valori, G., et al. 2021, ApJ, 907, 16
Ballester, J. L., Alexeev, I., Collados, M., et al. 2018, Space Sci. Rev., 214, 58
Braginskii, S. I. 1965, Rev. Plasma Phys., 1, 205
Erdélyi, R., & James, S. P. 2004, A&A, 427, 1055
Forteza, P., Oliver, R., Ballester, J. L., & Khodachenko, M. L. 2007, A&A, 461, 731
Haerendel, G. 1992, Nature, 360, 241
Hollweg, J. V. 1978, Sol. Phys., 56, 305
Hollweg, J. V. 1981, Sol. Phys., 70, 25
Hollweg, J. V., Jackson, S., & Galloway, D. 1982, Sol. Phys., 75, 35
Jess, D. B., Mathioudakis, M., Erdélyi, R., et al. 2009, Science, 323, 1582
Kayshap, P., Banerjee, D., & Srivastava, A. K. 2015, Sol. Phys., 290, 2889
Khodachenko, A. T. D., Rucker, H. O., & Hanslmeier, A. 2004, A&A, 422, 1073
Khomenko, E. 2017, Plasma Phys. Controlled Fusion, 59
Kudoh, T., & Shibata, K. 1999, ApJ, 514, 493
Kuźma, B., Murawski, K., Kayshap, P., et al. 2017, ApJ, 849, 78
Leake, J. E., Arber, T. D., & Khodachenko, M. L. 2005, A&A, 442, 1091
Marsch, E., Tian, H., Sun, J., Curdt, W., & Wiegelmann, T. 2008, ApJ, 685, 1262
Martínez-Gómez, D., Soler, R., & Terradas, J. 2018, ApJ, 856, 16
Matsumoto, T., & Suzuki, T. K. 2012, ApJ, 749, 8
McIntosh, S. W. 2012, Space Sci. Rev., 172, 69
McIntosh, S. W., de Pontieu, B., Carlsson, M., et al. 2011, Nature, 475, 477
Murawski, K. 1992, Sol. Phys., 139, 279
Murawski, K., Musielak, Z. E., & Wójcik, D. 2020, ApJ, 896, L1
Nakariakov, V. M., & Verwichte, E. 2005, Liv. Rev. Sol. Phys., 2, 3
Ofman, L. 2010, Liv. Rev. Sol. Phys., 7, 4
Okamoto, T. J., & De Pontieu, B. 2011, ApJ, 736, L24
Osterbrock, D. E. 1961, ApJ, 134, 347
Piddington, J. H. 1956, Observatory, 76, 21
Roy, S., & Pandey, B. P. 2002, Phys. Plasmas, 9, 4052
Shelyag, S., Khomenko, E., de Vicente, A., & Przybylski, D. 2016, ApJ, 819, L11
Shestov, S. V., Nakariakov, V. M., Ulyanov, A. S., Reva, A. A., & Kuzin, S. V. 2017, ApJ, 840, 64
Soler, R., Terradas, J., Oliver, R., & Ballester, J. L. 2017, ApJ, 840, 20
Soler, R., Terradas, J., Oliver, R., & Ballester, J. L. 2019, ApJ, 871, 3
Song, P., & Vasyliūnas, V. M. 2011, J. Geophys. Res. (Space Phys.), 116, A09104
Srivastava, A. K., Shetye, J., Murawski, K., et al. 2017, Sci. Rep., 7, 43147
Tian, H., Marsch, E., Curdt, W., & He, J. 2009, ApJ, 704, 883
Tu, C.-Y., Zhou, C., Marsch, E., et al. 2005, Science, 308, 519
Uchida, Y., & Kaburaki, O. 1974, Sol. Phys., 35, 451
Vranjes, J., & Krstic, P. S. 2013, A&A, 554, A22
Wójcik, D., Murawski, K., Musielak, Z. E., Konkol, P., & Mignone, A. 2017, Sol. Phys., 292, 31
Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Srivastava, A. K. 2019, ApJ, 884, 127
Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2020, A&A, 635, A28
Yang, S., & Xiang, Y. 2016, ApJ, 819, L24
Zaqarashvili, T. V., Khodachenko, M. L., & Rucker, H. O. 2011, A&A, 529, A82
Zaqarashvili, T. V., Khodachenko, M. L., & Soler, R. 2013, A&A, 549, A113

A&A 669, A47 (2023)
https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244671

Astronomy & Astrophysics

Generation of solar chromosphere heating and coronal outflows by two-fluid waves

M. Pelekhata[1], K. Murawski[1], and S. Poedts[2,1]

[1] Institute of Physics, University of M. Curie-Skłodowska, Pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland
e-mail: pelexatamaria@gmail.com

[2] Centre for Mathematical Plasma Astrophysics/Department of Mathematics, KU Leuven, Celestijnenlaan 200B, 3001 Leuven, Belgium

Received 3 August 2022 / Accepted 1 October 2022

ABSTRACT

Context. It is known that Alfvén and magnetoacoustic waves both contribute to the heating of the solar chromosphere and drive plasma outflows. In both cases, the thermalization of the wave energy occurs due to ion-neutral collisions, but the obtained rates of plasma heating cannot explain the observational data. The same is true for the magnitudes of the outflows.

Aims. The aim of the present paper is to reexamine two-fluid modeling of Alfvén and magnetoacoustic waves in the partially ionized solar chromosphere. We attempt to detect variations in the ion temperature and vertical plasma flows for different wave combinations.

Methods. We performed numerical simulations of the generation and evolution of coupled Alfvén and magnetoacoustic waves using the JOANNA code, which solves the two-fluid equations for ions (protons)+electrons and neutrals (hydrogen atoms), coupled by collision terms.

Results. We confirm that the damping of impulsively generated small-amplitude waves negligibly affects the chromosphere temperature and generates only slow plasma flows. In contrast, waves generated by large-amplitude pulses significantly increase the chromospheric temperature and result in faster plasma outflows. The maximum heating occurs when the pulse is launched from the center of the photosphere, and the magnitude of the related plasma flows increases with the amplitude of the pulse.

Conclusions. Large-amplitude coupled two-fluid Alfvén and magnetoacoustic waves can significantly contribute to the heating of the solar chromosphere and to the generation of plasma outflows.

Key words. magnetohydrodynamics (MHD) – Sun: atmosphere – Sun: corona – Sun: chromosphere – Sun: photosphere

1. Introduction

The solar atmosphere is a gravitationally stratified and magnetically structured medium, in which the temperature, mass density, gas pressure, and ionization degree vary with height. As a result of this, the atmosphere can be theoretically divided into the following layers with different physical characteristics: the photosphere, the chromosphere, the transition region, and the solar corona. The bottom of the photosphere is located at the top of the convection zone and it extends up to 500 km in height. The next layer, called the chromosphere, develops up to the level of about 2500 km. The corona caps the chromosphere and spreads out into the solar wind over a distance of about 2–3 solar radii for the low corona, and even up to 20 solar radii in some other models. Between the chromosphere and the corona, a narrow plasma layer of only 100−200 km thick, called the transition region, settles in. The most significant feature for the present paper is the temperature variation between (and in) these layers (e.g., Avrett & Loeser 2008) as it leads to a strongly varying degree of ionization in the solar atmosphere (e.g., Khomenko 2017).

At the bottom of the photosphere, the temperature is only about 5600 K. Then, it gradually falls off with the height to its minimum, of about 4300 K. This temperature minimum level is located at about 100 km above the photosphere (Athay 1976). Higher up, the temperature rises again, first gradually in the low chromosphere, and then the temperature increase accelerates from the high chromosphere up to the transition region where, on average, the temperature is 10^4−10^5 K. In the transition region, the temperature abruptly increases and it reaches values of 1−3 million K in the solar corona (Aschwanden 2005a). The reason for this temperature rise with height remains one of the major problems of heliophysics (Uchida & Kaburaki 1974; Ofman 2010).

The ionization degree is defined as fraction of particles that are ionized. It directly depends on the plasma temperature; in other words, the lower the temperature, the lower the ionization degree. A low ionization degree means that most of the matter is not ionized, with many atoms being able to hold their electrons. As a result of its enormous temperature, the solar corona is fully ionized (Aschwanden 2005b). In contrast, the lower layers of the solar atmosphere are only partially ionized (Avrett 2003). In the upper photosphere, at the temperature minimum, the ionization degree is only about 10^{-4}, which means that there is only one ion per about 10^4 neutrals. In the chromosphere the ionization degree grows with height, which motivates and justifies the use of the two-fluid model of the solar atmosphere.

In the two-fluid model used in the present paper, ions+electrons and neutrals are treated as two separate fluids. Here, only a neutral hydrogen atom was considered, but a substantial amount of neutral helium atoms may also be present in the plasma under the condition of a particular temperature (about 10^4–4×10^4 K) and ionization. In Zaqarashvili et al. (2011a), the importance of ions with neutral helium atom collisions in chromospheric spicules and in prominence-corona transition regions was shown. The presence of neutral helium would significantly affect the damping of Alfvén waves in comparison to the damping due to only neutral hydrogen.

Different ideas have been developed to explain the sudden temperature increase at the transition region. Some of them involve Alfvén waves, claiming that they can be a part of the solution to this problem (Piddington 1956; Osterbrock 1961). For instance, Yang & Xiang (2016) revealed that Alfvén waves may carry a sufficient amount of energy to heat the corona. Erdélyi & James (2004) proposed that ion-neutral collisions cause damping of Alfvén waves, which in turn exerts an impact on the increase in the chromospheric temperature (Leake et al. 2005; Goodman 2011; Tu & Song 2013; Zaqarashvili et al. 2013; Arber et al. 2016; Shelyag et al. 2016; Soler et al. 2017). Ballester et al. (2018) showed that ambipolar diffusion leads to chromospheric plasma heating, and Zaqarashvili et al. (2013) proved that the collisional damping of Alfvén waves is actually significant in the chromosphere. The mechanisms of wave damping due to the ion-neutral collisions were investigated by De Pontieu et al. (2001). Zaqarashvili et al. (2013) and Soler et al. (2017) proposed that Alfvén waves that are formed in the photosphere, with wave periods of a few seconds might not reach the solar corona because they are efficiently damped by ion-neutral collisions in the upper chromosphere. The wave damping depends both on the strength of the magnetic field and on the wave period; the stronger the field, the lower the damping, and larger (in comparison to the collision time) period waves are more weakly damped (see Song & Vasyliūnas 2011).

Actually, Biermann (1946) and Schwarzschild (1948) first suggested that acoustic waves may be responsible for chromosphere heating. Afterward, this topic was studied many times and these investigations revealed that these waves are indeed able to heat the chromosphere (Carlsson & Stein 1995; Ulmschneider & Musielak 2003; Nakariakov et al. 2017; Kuźma et al. 2019). Kuźma et al. (2021a) showed that the properties of magnetoacoustic waves depend on the configuration of the ambient magnetic field. Also, the problem of the damping of these waves was investigated by Prasad et al. (2022) and Duckenfield et al. (2021). Kuźma et al. (2019) showed that acoustic waves thermalize their energy by ion-neutral collisions in the chromosphere. Popescu Braileanu et al. (2019a) extended the model of Kuźma et al. (2019) on magnetoacoustic waves.

Numerous papers reported on the presence of Alfvén waves (Alfvén 1942; Tomczyk et al. 2007; Srivastava et al. 2017; Baker et al. 2021) and magnetoacoustic waves (Biermann 1946; Schwarzschild 1948) in the solar atmosphere. Alfvén waves are transverse magnetohydrodynamic (MHD) waves that can only travel along magnetic field lines. When they pass by, they alter the azimuthal components of the magnetic field and the plasma velocity, that is to say the components within the flux surfaces but perpendicular to the magnetic field. In the linear limit, Alfvén waves do not modify the gas pressure nor the mass density (Nakariakov & Verwichte 2005), so they are incompressible. Some of them arise from the dense photosphere and occasionally are reflected into the photosphere; however, some can reach the chromosphere or even the solar corona (Murawski & Musielak 2010). Many observational data confirm the presence of Alfvén waves in the chromosphere and corona (Bonet et al. 2008; Jess et al. 2009; Wedemeyer-Böhm & Rouppe van der Voort 2009). Nevertheless, Van Doorsselaere et al. (2008) proposed that some of these waves can be interpreted as fast magnetoacoustic waves. Also, it was shown that Alfvén waves can turn out to be nonlinear in the chromosphere. These kind of waves can drive magnetoacoustic waves by ponderomotive force (Verdini et al. 2009; Matsumoto & Shibata 2010). Magnetoacoustic waves are associated with perturbations of gas pressure and mass density. These waves can be divided into slow and fast waves. Fast magnetoacoustic waves are driven by perturbations in the gas and magnetic pressures, which act in phase. For slow magnetoacoustic waves, the perturbations in gas and magnetic pressures work in antiphase. In a strongly magnetized medium, slow waves cannot travel perpendicular to the direction of the magnetic field, and fast waves move quasi-isotropically (Shetye et al. 2021).

Recently, a potential contribution of two-fluid Alfvén waves to the heating of the solar chromosphere and the generation of plasma outflows was investigated by Pelekhata et al. (2021). It was found that a significant temperature increase was only observed for large amplitudes of the initial pulse and that these waves can drive plasma outflows that, higher up, may originate the solar wind. It was specified that the maximum heating occurs for a pulse launched from the middle of the photosphere, mainly from $y \approx 0.3$ Mm, and with the maximum pulse amplitude $A = 10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. In the parallel research performed by Niedziela et al. (2021), the effect of magnetoacoustic waves was studied in a similar framework, to show that these waves can also increase the chromospheric temperature and induce plasma outflows. In particular, Niedziela et al. (2021) found that the heating rate grows with the initial pulse amplitude and with its width. In contrast, raising the altitude at which the pulse is launched from results in opposite effects, mainly in a local temperature reduction and slower plasma outflows.

In the case of Alfvén (Pelekhata et al. 2021) and magnetoacoustic (Niedziela et al. 2021) waves, heating of the chromosphere took place due to ion-neutral collisions. Both studies were performed using two-fluid and magnetohydrostatic equilibrium models. Considering this, the present paper aims to study a combination of Alfvén and magnetoacoustic waves in the solar atmosphere. More precisely, this paper examines the propagation of impulsively generated Alfvén and magnetoacoustic waves in the context of plasma heating and the generation of plasma flows.

The organization of the remainder of this paper is as follows. In Sect. 2 the two-fluid equations are presented, as well as the background equilibrium model of the solar atmosphere, and the impulsive perturbations that were applied in the numerical simulations. In Sect. 3, the results of the numerical simulations are presented, and Sect. 4 contains a discussion and summary of the results of the numerical experiments performed, and the conclusions that can be drawn from them.

2. Physical model

A gravitationally stratified and partially ionized solar atmosphere is used to model the Sun's lower atmospheric layers. Due to the substantial presence of neutral particles in these lower layers (Khomenko et al. 2014), a two-fluid plasma model is used. For the sake of simplicity, ions and electrons are represented by a single ion-electron fluid, whereas neutrals are described as a second fluid. These two fluids each have their own mass density, flow velocity, and gas pressure, and interaction between them is ensued via ion-neutral collisions.

2.1. Two-fluid equations

The evolution of the chosen Sun's atmospheric area in this model is described by the two-fluid equations (Zaqarashvili et al. 2011b, 2013; Leake et al. 2012; Ballester et al. 2018;

Martínez-Gómez et al. 2018). The two-fluid equations are a combination of the MHD equations for charges and the Navier-Stokes equations for the neutrals. These equations can be written in the following way (Ballester et al. 2018; Khomenko 2015):

$$\frac{\partial \varrho_{\rm ie}}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie}) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \varrho_{\rm n}}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n}) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial(\varrho_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie})}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie} + p_{\rm ie}\mathbf{I}) = \varrho_{\rm ie}\mathbf{g} + \frac{1}{\mu}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} - \nu_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n}), \tag{3}$$

$$\frac{\partial(\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n})}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n} + p_{\rm n}\mathbf{I}) = \varrho_{\rm n}\mathbf{g} + \nu_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n}), \tag{4}$$

$$\frac{\partial E_{\rm ie}}{\partial t} + \nabla\cdot\left[\left(E_{\rm ie} + p_{\rm ie} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}\right)\mathbf{V}_{\rm ie} - \frac{\mathbf{B}}{\mu}(\mathbf{V}_{\rm ie}\cdot\mathbf{B})\right] = (\varrho_{\rm ie}\mathbf{g} + \nu_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n}))\cdot\mathbf{V}_{\rm ie} + Q_{\rm ie}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial E_{\rm n}}{\partial t} + \nabla\cdot[(E_{\rm n}+p_{\rm n})\mathbf{V}_{\rm n}] = (\varrho_{\rm n}\mathbf{g} + \nu_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n}))\cdot\mathbf{V}_{\rm n} + Q_{\rm n}, \tag{6}$$

with

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = \nabla\times(\mathbf{V}_{\rm ie}\times\mathbf{B}), \qquad \nabla\cdot\mathbf{B} = 0, \tag{7}$$

$$E_{\rm ie} = \frac{\varrho_{\rm ie}\mathbf{V}_{\rm ie}^2}{2} + \frac{p_{\rm ie}}{\gamma-1} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu},\ E_{\rm n} = \frac{\varrho_{\rm n}\mathbf{V}_{\rm n}^2}{2} + \frac{p_{\rm n}}{\gamma-1}, \tag{8}$$

where:

$$p_{\rm ie} = \frac{k_{\rm B}}{m_{\rm ie}}\varrho_{\rm ie}T_{\rm ie}, \quad p_{\rm n} = \frac{k_{\rm B}}{m_{\rm n}}\varrho_{\rm n}T_{\rm n}, \tag{9}$$

$$Q_{\rm ie} = \frac{1}{2}\nu_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n})^2 - 3\frac{\nu_{\rm in}\varrho_{\rm ie}k_{\rm B}}{m_{\rm ie}+m_{\rm n}}(T_{\rm ie}-T_{\rm n}), \tag{10}$$

$$Q_{\rm n} = \frac{1}{2}\nu_{\rm in}\varrho_{\rm ie}(\mathbf{V}_{\rm ie}-\mathbf{V}_{\rm n})^2 - 3\frac{\nu_{\rm in}\varrho_{\rm ie}k_{\rm B}}{m_{\rm ie}+m_{\rm n}}(T_{\rm n}-T_{\rm ie}). \tag{11}$$

Here, the indices $_{\rm i,e,n}$ correspond to ions (protons), electrons, and neutrals (hydrogen atoms), respectively. Therefore, $\mathbf{V}_{\rm i}$ and $\mathbf{V}_{\rm n}$ are, respectively, ion and neutral velocities, $\mathbf{B}$ is the magnetic field, $\mathbf{I}$ indicates the identity matrix, and $\mathbf{g} = [0, -g, 0]$, with $g = 274.78\,{\rm m\,s^{-2}}$ being the gravitational acceleration on the Sun. Additionally, $\varrho_{\rm ie} \approx \varrho_{\rm i}$ and $\varrho_{\rm n}$ are the ion and neutral mass densities, $p_{\rm ie} = p_{\rm i} + p_{\rm e} = 2p_{\rm i}$ and $p_{\rm n}$ are the gas pressures, $m_{\rm ie} \approx m_{\rm p}$, with $m_{\rm p}$ being the proton mass, $m_{\rm n}$ represents the mass of each species, $T_{\rm ie}$ and $T_{\rm n}$ represent the temperatures, and $E_{\rm ie}$ and $E_{\rm n}$ are the total energy densities. Additionally, $k_{\rm B}$ is the Boltzmann constant, μ denotes the magnetic permeability, and $\gamma = 5/3$ is the adiabatic index. The symbol $\nu_{\rm in}$ represents the ion-neutral collision frequency, which is given as (Braginskii 1965; Ballester et al. 2018)

$$\nu_{\rm in} = \frac{4}{3}\frac{\sigma_{\rm in}\varrho_{\rm n}}{m_{\rm ie}+m_{\rm n}}\sqrt{\frac{8k_{\rm B}}{\pi}\left(\frac{T_{\rm ie}}{m_{\rm ie}} + \frac{T_{\rm n}}{m_{\rm n}}\right)}. \tag{12}$$

Here, $\sigma_{\rm in}$ represents the cross section of the ion-neutral collisions, with its magnitude $\sigma_{\rm in} = 1.4\times10^{-19}\ {\rm m}^2$ taken as its classical value from Vranjes & Krstic (2013). Moreover, $Q_{\rm i}$ and $Q_{\rm n}$ denote the heat production and exchange terms that result from ion-neutral collisions (Ballester et al. 2018). The second terms on the right-hand side in Eqs. (10) and (11) describe the heat exchange between the ions and the neutrals.

The two-fluid equations consist of the conservation of mass (Eqs. (1) and (2)), the momentum (Eqs. (3) and (4)), and the energy (Eqs. (5) and (6)) equations, which are completed by the induction equation and the solenoidal condition of Eq. (7). In the given model, nonideal and nonadiabatic effects, ionization, recombination, radiation, viscosity, thermal conduction, and magnetic resistivity are not considered (Popescu Braileanu et al. 2019b; Soler et al. 2019).

2.2. *Magnetohydrostatic equilibrium*

For computational economy it is assumed that the background solar atmosphere remains at its magnetohydrostatic equilibrium ($\mathbf{V}_{\rm ie} = \mathbf{V}_{\rm n} = \mathbf{0}$). Then, from the momentum equations, it follows that

$$-\nabla p_{\rm ie} + \varrho_{\rm ie}\mathbf{g} + \frac{1}{\mu}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} = \mathbf{0}, \tag{13}$$

$$-\nabla p_{\rm n} + \varrho_{\rm n}\mathbf{g} = \mathbf{0}. \tag{14}$$

The vertical profiles of the equilibrium gas pressures and mass densities at the magnetohydrostatic equilibrium state are given by (e.g., Kuźma et al. 2021b)

$$p_{\rm n}(y) = p_{0\rm n}\exp\left(-\int_{y_{\rm r}}^{y}\frac{{\rm d}y}{\Lambda_{\rm n}(y)}\right), \tag{15}$$

$$p_{\rm ie}(y) = p_{0\rm ie}\exp\left(-\int_{y_{\rm r}}^{y}\frac{{\rm d}y}{\Lambda_{\rm i}(y)}\right), \tag{16}$$

and

$$\varrho_{\rm ie,n}(y) = \frac{p_{\rm ie,n}(y)}{g\Lambda_{\rm i,n}}, \tag{17}$$

with

$$\Lambda_{\rm n} = \frac{k_{\rm B}T(y)}{gm_{\rm n}}, \quad \Lambda_{\rm i} = \frac{k_{\rm B}T(y)}{gm_{\rm ie}}. \tag{18}$$

Here, $\Lambda_{\rm n}$ and $\Lambda_{\rm i}$ denote the ion and neutral pressure scale heights, respectively. The symbols $p_{0\rm n} = 3\times10^{-4}$ Pa and $p_{0\rm ie} = 10^{-2}$ Pa represent the neutral and charged gas pressures at the reference height $y_{\rm r}$, which is set at $y = 50$ Mm. The initial temperatures of ions and neutrals are set according to the semiempirical quiet solar atmosphere model of Avrett & Loeser (2008), that is $T_{\rm ie}(y) = T_{\rm n}(y) = T$ (Oliver et al. 2016).

The gas pressures and mass densities profiles of Eqs. (15)–(17) are overlaid by $\mathbf{B} = [0, B_{\rm y}, B_{\rm z}]$. As a result of a nonzero value of the transversal component of magnetic field $B_{\rm z}$, the Alfvén and magnetoacoustic waves are linearly coupled (Nakariakov & Verwichte 2005). These waves decouple in the case of $B_{\rm z} = 0$, in which the $B_{\rm z}$ and $V_{\rm iz}$ perturbations correspond to Alfvén waves, while $V_{\rm ix}$ and $V_{\rm iy}$ perturbations are associated with magnetoacoustic waves.

Figure 1 (top) shows the vertical profile of the initial equilibrium temperature T. It should be noted that this temperature reaches its minimum of 4341 K at $y = 0.6$ Mm, which is about 100 km above the bottom of the chromosphere. It rises to about 6000–7000 K in the middle and upper chromosphere

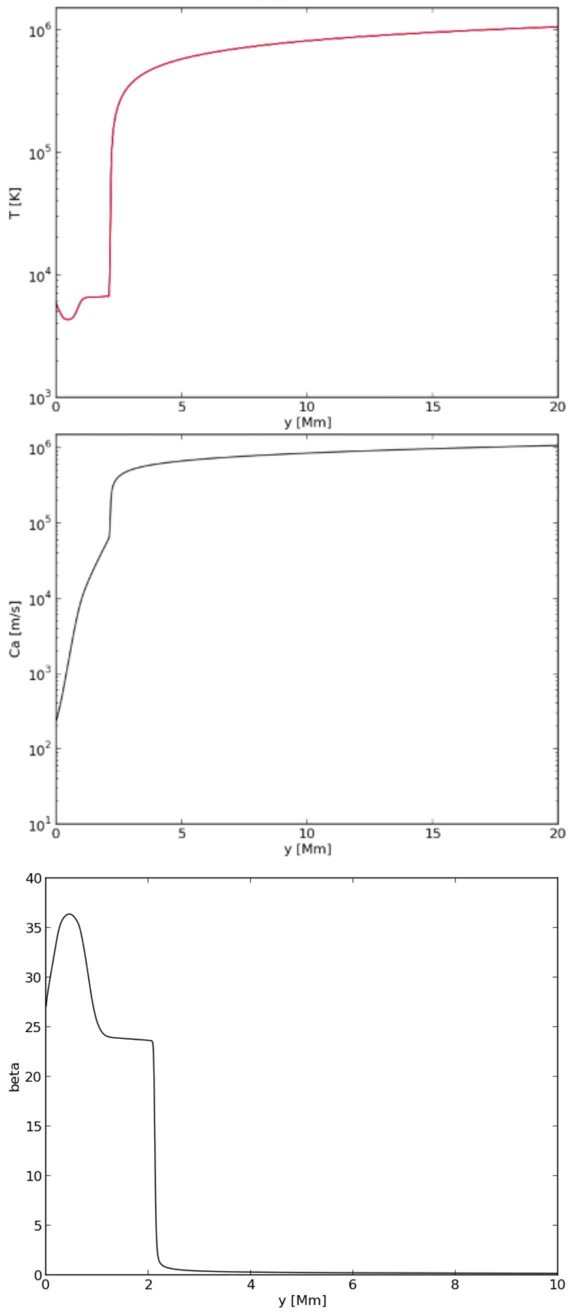


Fig. 1. Variation with height y of the equilibrium temperature (*top*), Alfvén speed c_a (*middle*), and bulk plasma- β (*bottom*) for $B_{0y} = 30$ G and $B_{0z} = 5$ G.

(1 Mm $\leq y < 2.1$ Mm). Then, in the transition region ($y \approx 2.1$ Mm), the temperature rapidly increases and continues to rise with height in the solar corona until it reaches a magnitude of about 1 MK at $y = 20$ Mm.

Figure 1 (middle) displays the bulk Alfvén speed, given by

$$c_a = \frac{|B|}{\sqrt{\mu \varrho_i}}. \quad (19)$$

It grows with altitude, and its sudden increase (from about 60 to 400 km s^{-1}) occurs in the transition region. Still, in contrast to the temperature profile, there is no decrease in c_a in the middle of the photosphere, and the minimum of c_a of about 200–300 m s^{-1} takes place at the bottom of the photosphere ($y = 0$ Mm). In the corona, c_a slowly and continuously grows until at $y = 20$ Mm, c_a attains its value of about 10^3 km s^{-1}.

Figure 1 (bottom) illustrates the bulk plasma-β, which is the ratio of ion + electron and neutral thermal pressures to magnetic pressure:

$$\beta = \frac{p_{ie} + p_n}{B^2/2\mu_0}. \quad (20)$$

The given plot demonstrates that the plasma-β trend is reversed to that of the temperature. At the height ($y \approx 0.6$ Mm) that corresponds to the temperature minimum, the plasma-β attains its local maximum of about 37. In the chromosphere, the plasma-β falls off to about 24, while there is a sudden decrease in its magnitude in the transition region. In the solar corona, the plasma-β experiences an abrupt drop with height to $\beta < 1$.

3. Numerical simulations

Aiming to study two-fluid linearly coupled Alfvén and magnetoacoustic waves in a gravitationally stratified and partially ionized photosphere and chromosphere, numerical simulations were performed with the use of the JOANNA code (Wójcik et al. 2018, 2019). This code solves the initial-boundary value problem for the two-fluid equations numerically in the form of Eqs. (1)–(11). In the simulations, the Courant-Friedrichs-Lewy number (Courant et al. 1928) was set to 0.9. The second-order accurate linear spatial reconstruction (Toro et al. 2009) and the third-order accurate Super Stability Preserving Runge-Kutta (SSPRK3) method (Durran 2010) were used. This was extended by applying the Harten-Lax-van Leer Discontinuity (HLLD) approximate Riemann solver (Miyoshi & Kusano 2005). Besides, the divergence of the magnetic field cleaning method of Dedner et al. (2002) was implied.

3.1. Numerical box and boundary conditions

The two-dimensional simulation domain was defined as -0.08 Mm $\leq x \leq 0.08$ Mm along the horizontal x-direction and -0.5 Mm $\leq y \leq 60$ Mm along the vertical y-direction. The whole box in the x-direction was covered by 16 cells, with cell size $\Delta x = 10$ km. The region -0.5 Mm $\leq y \leq 4.62$ Mm was covered by a uniform grid of 2048 cells, so vertical cell size $\Delta y = 2.5$ km. However, the upper zone of the simulation box, specified by 4.62 Mm $\leq y \leq 60$ Mm, was divided into 32 cells of the nonuniform grid. Here, the size of the cells steadily grows with height, so the grid was stretched along the y-direction. This stretched grid damped any incoming signal from the top boundary, reducing inherent reflections from the level of $y = 60$ Mm (e.g., Kuźma & Murawski 2018). At this level and at the bottom of the simulation box, all plasma variables were set equal to their magnetohydrostatic equilibrium values. Along the (x-) boundaries, "open" boundary conditions were implemented, which means that the x-derivatives of all the plasma quantities were set equal to zero at the left- and right-hand sides of the simulation domain.

3.2. Impulsive perturbations

Intending to perturb the magnetohydrostatic equilibrium, a pulse in the transverse components of ion and neutral velocities, V_{iz} and V_{nz}, was launched initially (at $t = 0$ s):

$$V_{iz}(x, y, t = 0\,\mathrm{s}) = V_{nz}(x, y, t = 0\,\mathrm{s}) = A \exp\left(-\frac{\mathbf{x}^2 + (y - y_0)^2}{w^2}\right). \quad (21)$$

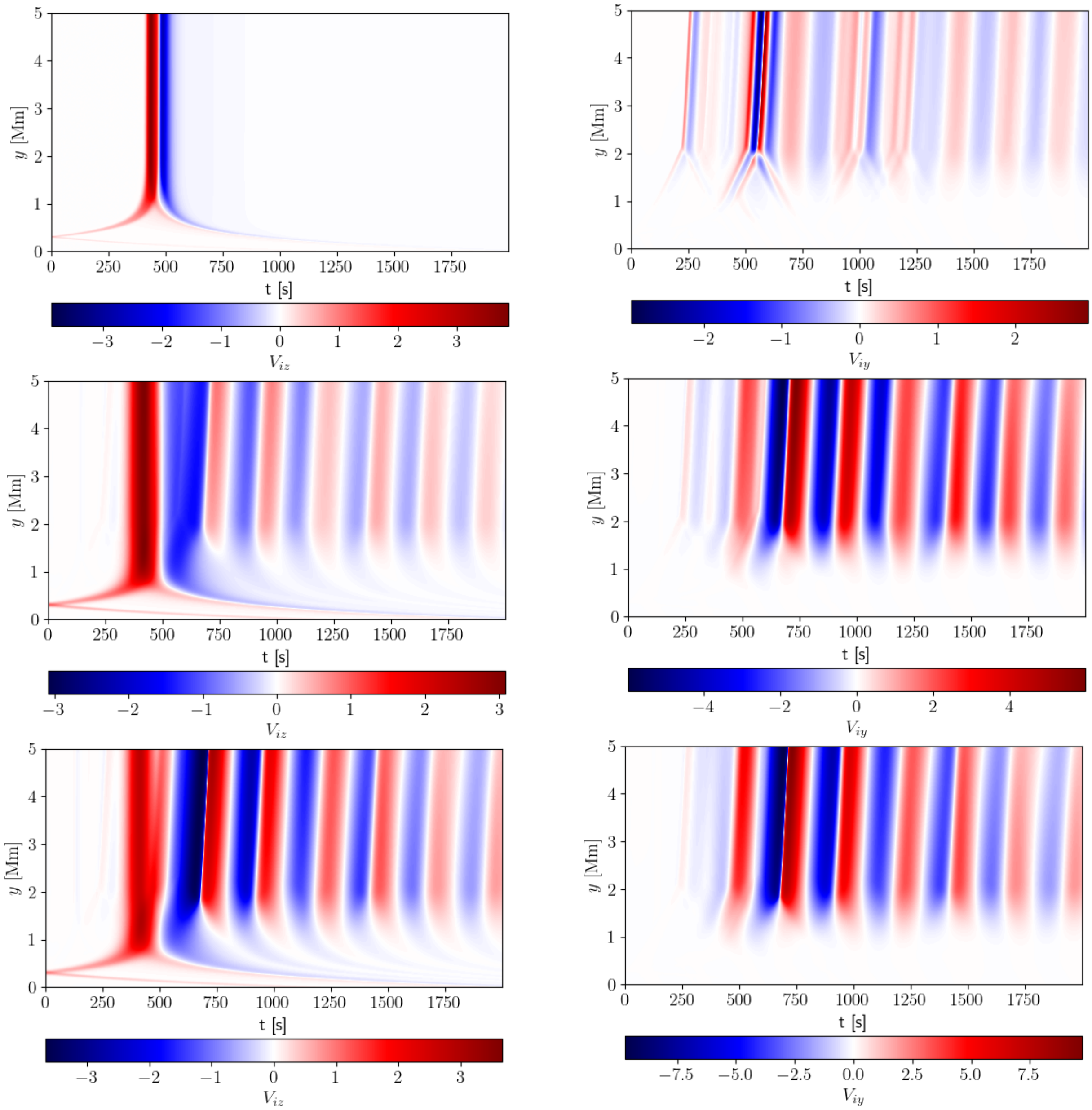


Fig. 2. Time–distance plots for V_{iz} (*left*) and V_{iy} (*right*), in the case of $B_{0z} = 0$ G (*top*), $B_{0z} = 5$ G (*middle*), and $B_{0z} = 10$ G (*bottom*) for $B_{0y} = 30$ G, $y_0 = 0.3$ Mm, $A = 1$ km s^{-1}, and $w = 0.1$ Mm.

Here, A represents the amplitude of the pulse, w is its width, and y_0 denotes the pulse's location along y. Based on Paper I, in most of the considered simulations, the localization of the initial pulse was chosen at $y_0 = 0.3$ Mm. The values of A and w varied in the simulations. In this paper, $A = 1$ km s^{-1} and $A = 10$ km s^{-1} were chosen and the pulse width varied from $w = 0.05$ Mm to $w = 0.2$ Mm.

3.3. Small-amplitude case results

This subsection looks at small-amplitude two-fluid Alfvén and magnetoacoustic waves. Figure 2 shows the evolution of these waves, which are excited at the height $y_0 = 0.3$ Mm, by the initial pulse with an amplitude equal to $A = 1$ km s^{-1} and with a width $w = 0.1$ Mm. In this case, the vertical magnetic field is fixed and equal to $B_{0y} = 30$ G, and the transverse magnetic field B_{0z} varies from 0 G (top), through 5 G (middle), to 10 G (bottom).

The left panels of Fig. 2 reveal that the initial pulse splits into two counter-propagating waves that are damped by ion-neutral collisions. Also, the upwardly propagating waves experience partial reflection at about $t = 500$ s, which takes place at the height $y \approx 0.8$ Mm, corresponding to the low chromosphere. These facts mean that the upwardly propagating waves travel with similar speeds. Simple calculations show that the signals' propagation speed is about 1 km s^{-1}, which agrees well with Fig. 1 (middle), where the average Alfvén speed c_a is about 1 km s^{-1} at $y \approx 0.8$ Mm.

In these panels it is also demonstrated that $\max(V_{iz}) \approx 4$ km s^{-1} and it is almost equal in the cases of $B_{0z} = 0$ G and $B_{0z} = 10$ G. However, this value is slightly smaller for $B_{0z} = 5$ G, with $\max(V_{iz}) \approx 3$ km s^{-1}. These results can be compared to the left panels of Fig. 3 in Pelekhata et al. (2021), which correspond to $B_{0z} = 0$ G, $B_{0y} = 30$ G, $A = 1$ km s^{-1}, $w = 0.2$ Mm, $y_0 = 0$ Mm, and $y_0 = 0.5$ Mm. From there, it is clear that $\max(V_{iz})$ is in the range of 2.5–3.4 km s^{-1}. The current results

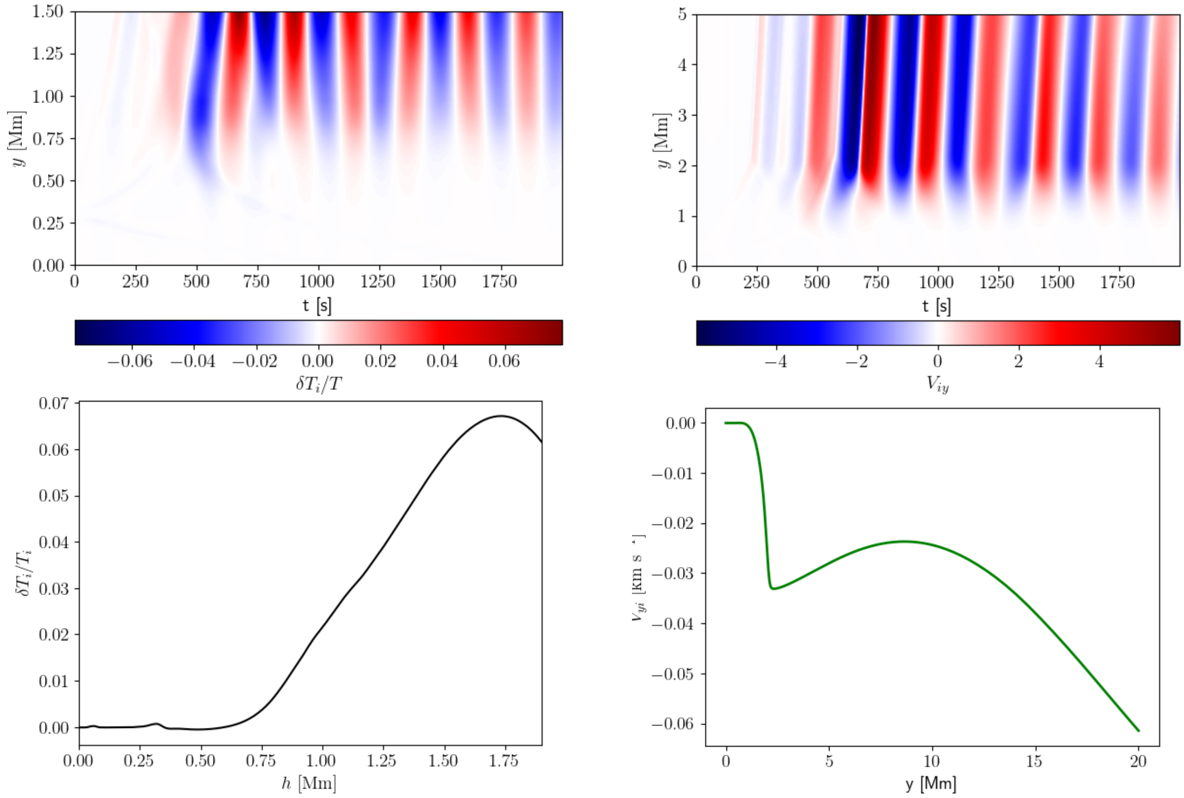


Fig. 3. Time-distance plots for $\delta T_{\rm ie}/T$ (*top left*), and $V_{\rm iy}$ (*top right*) and vertical profiles of $\langle \delta T_{\rm ie}/T\rangle_{\rm t}$ (*bottom left*) and $\langle V_{\rm iy}\rangle_{\rm t}$ (*bottom right*), both averaged over time, in the case of $B_{0y} = 30$, $B_{0z} = 5$ G, $y_0 = 0.3$ Mm, $w = 0.1$ Mm, and $A = 1$ km s^{-1}.

are slightly higher, even with a pulse width that is two times smaller than the older results.

The right panels of Fig. 2 show the vertical component of the ion velocity, $V_{\rm iy}$, versus time. It is clearly seen that the maximum value of the vertical velocity component max($V_{\rm iy}$) grows with the magnitude of the transversal magnetic field value B_{0z}. In the case of $B_{0z} = 0$ G, max($V_{\rm iy}$) ≈ 3 km s^{-1}, then for $B_{0z} = 5$ G, max($V_{\rm iy}$) $= 6$ km s^{-1}, and lastly for $B_{0z} = 10$ G, max($V_{\rm iy}$) $= 10$ km s^{-1}. From these plots, it can be noted that the initial pulse also splits into two counter-propagating waves and is damped by ion-neutral collisions, as it is well seen in the adjacent panels. This splitting occurs at almost the same time ($t \approx 250$ s) and at the same height ($y \approx 1.9$ Mm) for different transversal magnetic field values. From this, the wave propagation speed can be estimated, and its value is about 7.6 km s^{-1}.

Figure 3 (top panels) illustrates time-distance plots for the relative perturbed ion temperature $\delta T_{\rm ie}/T$ (left panel) and for the vertical component of the ion velocity $V_{\rm iy}$ (right panel) in the cases of $B_{0y} = 30$ G, $B_{0z} = 5$ G, $y_0 = 0.3$ Mm, $A = 1$ km s^{-1}, and $w = 0.1$ Mm. There are strong correlations between the velocity and temperature signals in the small range of y, about 0–1.5 Mm (the plots look almost identical). The top left panel reveals that the maximum value of the perturbed relative ion temperature max($\delta T_{\rm ie}/T$), is about 0.08 K, whereas the top right plot shows that the maximum value of the vertical component of ion velocity max($V_{\rm iy}$) is about 6 km s^{-1}. The result presented in the top left plot can be compared with a similar case from Paper I. The only difference between the cases is the value of the transversal magnetic field (that is, the presence of magnetoacoustic waves in the present simulations). As it was already said in the case of a transversal magnetic field $B_{0z} = 5$ G – max($\delta T_{\rm ie}/T$) ≈ 0.08 K, in the case of $B_{0z} = 0$ G (from Paper I), the result is slightly smaller (max($\delta T_{\rm ie}/T$) ≈ 0.05 K). On the other hand, the maximum value of the vertical ion velocity component is smaller for zero transversal magnetic field, so there max($V_{\rm iy}$) ≈ 3.6 km s^{-1}, and in the current case it is about max($V_{\rm iy}$) $= 6$ km s^{-1}.

The bottom panels of Fig. 3 demonstrate the temporarily averaged relative perturbed temperature $\langle \delta T_{\rm ie}/T\rangle_{\rm t}$ and vertical ion velocity $\langle V_{\rm iy}\rangle_{\rm t}$, which can be defined as

$$\left\langle \frac{\delta T_{\rm ie}}{T} \right\rangle_{\rm t} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \frac{\delta T_i - e}{T} \,{\rm d}t, \tag{22}$$

$$\langle V_{\rm iy}\rangle_{\rm t} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} V_{\rm iy} \,{\rm d}t, \tag{23}$$

where $t_1 = 0$ s and $t_2 = 3000$ s. Because of the small amplitude of the initial pulse ($A = 1$ km s^{-1}), the values for low y are negligibly small. In the case of the bottom left panel, $\langle \delta T_{\rm ie}/T\rangle_{\rm t}$ reaches a maximum of only about 0.07 K in the lower corona (but higher up it starts to decrease). Also, a small bump is noticeable at $y \approx 0.3$ Mm (this is the altitude where the initial pulse is launched from). The bottom right panel shows that up to $y \approx 20$ Mm, a down-flow occurs with its minimum velocity of about -0.06 km s^{-1}.

Figure 4 presents the ion-neutral velocity drifts for the vertical velocity components, $V_{\rm iy} - V_{\rm ny}$, in the left panels and transversal components, $V_{\rm iz} - V_{\rm nz}$, in the right panel, for $B_{0y} = 30$ G, $A = 1$ km s^{-1}, $w = 0.1$ Mm, and $y_0 = 0.3$ Mm. These plots differ due to the transversal magnetic field value, which varies from $B_{0z} = 0$ G (top), via $B_{0z} = 5$ G (middle), to $B_{0z} = 10$ G (bottom). It is clearly seen that maximum values of velocity drift grow with B_{0z}. For $V_{\rm iy} - V_{\rm ny}$ (left panels), its maximum value increases from

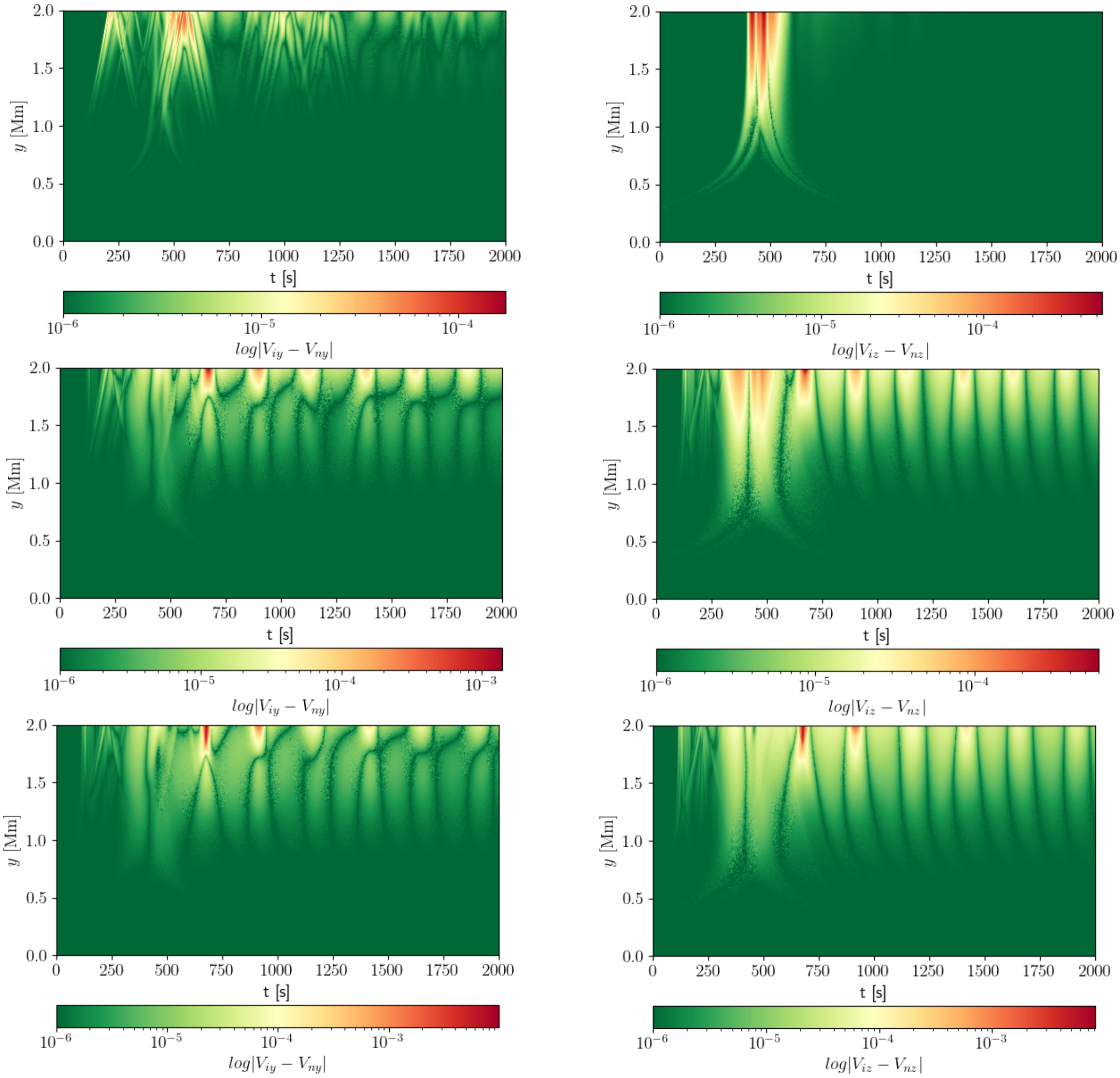


Fig. 4. Velocity drifts for $V_{\rm iy} - V_{\rm ny}$ (*left*) and $V_{\rm iz} - V_{\rm nz}$ (*right*), in the cases of B_{0z} = 0 G (*top*), B_{0z} = 5 G (*middle*), and B_{0z} = 10 G (*bottom*) for B_{0y} = 30 G, A = 1 km s^{-1}, w = 0.1 Mm, and y_0 = 0.3 Mm. The velocity drifts are expressed in units of 1 km s^{-1}.

about 10^{-4} to 10^{-2} km s^{-1}, and for $V_{\rm iz} - V_{\rm nz}$ (right panels) from about 10^{-4} to almost 10^{-2} km s^{-1}. In every case, it can be noticed that the velocity drifts grow with height. Additionally, for lower heights (in the range 0−0.5 Mm), the velocity drift values are very small, indicating that $V_{\rm iz}$ almost equals $V_{\rm nz}$, and the same for $V_{\rm iy}$ and $V_{\rm ny}$. This is due to the fact that ions and neutrals are strongly coupled in the lower atmosphere. The highest velocity drift values are achieved in the time range 0−1000 s; hence, it follows that plasma heating occurs in the initial phase after the waves are generated. Another point is that the maximum values of velocity drift are greater for $V_{\rm iz} - V_{\rm nz}$ than for $V_{\rm iy} - V_{\rm ny}$ for B_{0z} = 0 G, and they are equal or even smaller for B_{0z} = 5 G and B_{0z} = 10 G. Due to this fact, it can be stated that Alfvén waves are responsible for the plasma heating for the small amplitude and transversal magnetic field-free case.

Figure 5 illustrates the variation of the max value of the vertical component of the ion velocity $V_{\rm iy}$ for different values of the transverse magnetic field B_{0z} for B_{0y} = 30 G, y_0 = 0.3 Mm, A = 1 km s^{-1}, and w = 0.1 Mm. From this plot it can be inferred that max($V_{\rm iy}$) is directly dependent on B_{0z} (i.e. max($V_{\rm iy}$) grows with B_{0z}). This growth can be compared to the outcome of Fig. 2. For instance, from Fig. 2 (middle-right panel) for B_{0z} = 5 G, max($V_{\rm iy}$) is about 5 km s^{-1}, and from the current plot its value is about 7 km s^{-1}. The present values are slightly larger and this results from a larger y range (here it is up to 20 Mm).

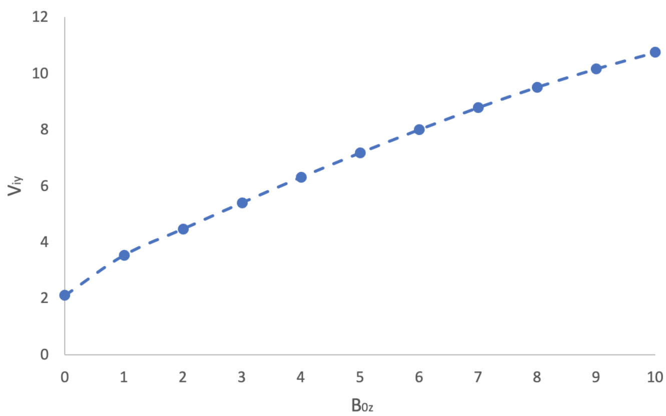


Fig. 5. Maximum of the vertical component of the ion velocity, $V_{\rm iy}$, vs. the transverse magnetic field B_{0z}, for B_{0y} = 30 G, y_0 = 0.3 Mm, A = 1 km s^{-1}, and w = 0.1 Mm.

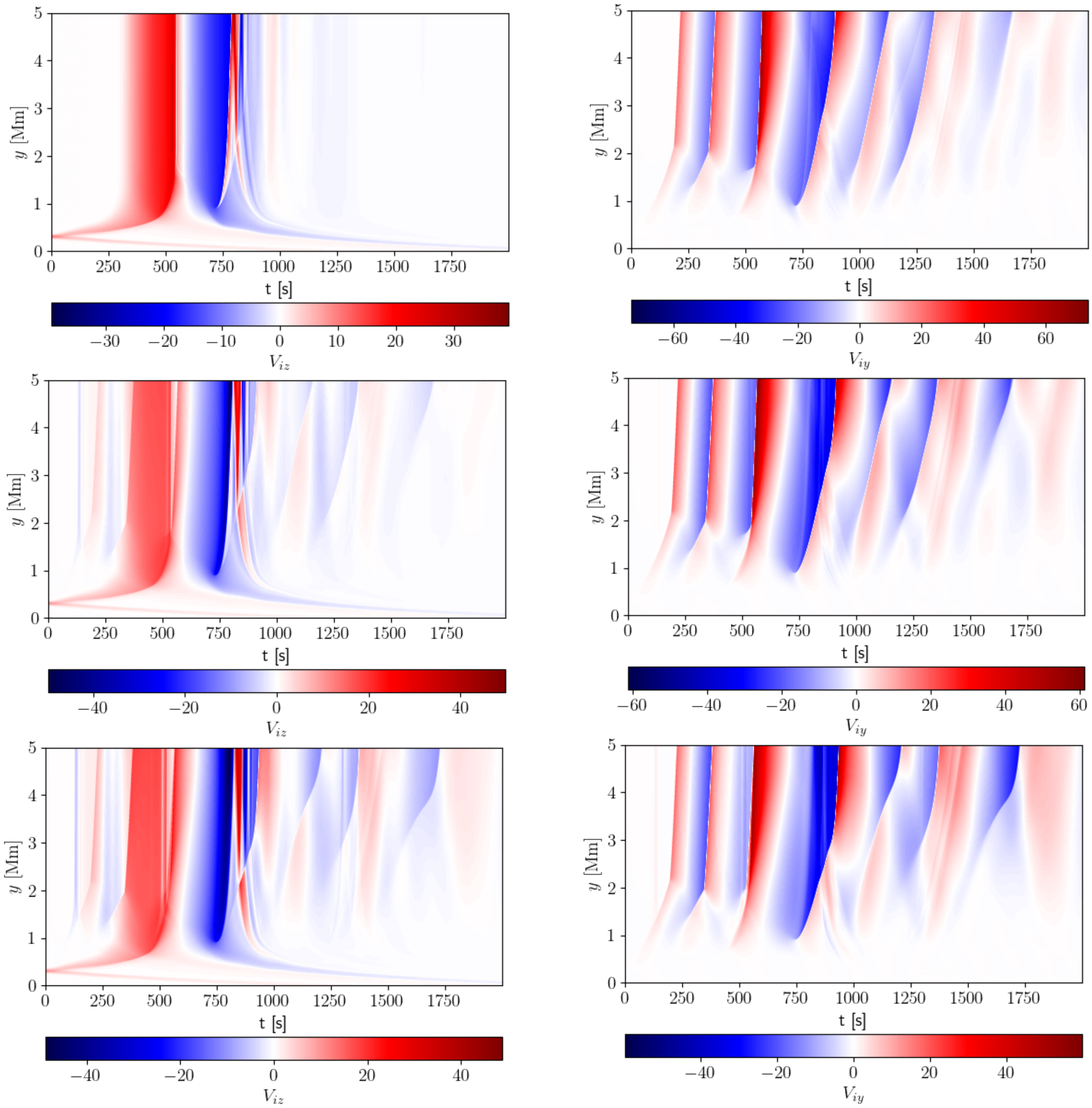


Fig. 6. Time–distance plots for $V_{\rm iz}$ (*left*) and $V_{\rm iy}$ (*right*) in the case of B_{0z} = 0 G (*top*), B_{0z} = 5 G (*middle*), and B_{0z} = 10 G (*bottom*) for B_{0y} = 30 G, A = 10 km s^{-1}, w = 0.2 Mm, and y_0 = 0.3 Mm.

3.4. Large-amplitude case results

This part of the paper presents results for the case of a much larger amplitude pulse than in the earlier subsection. Figure 6 shows the evolution of Alfvén and magnetoacoustic waves that are excited by the initial pulse of its amplitude $A = 10\,{\rm km\,s^{-1}}$, and launched from the photosphere at $y_0 = 0.3$ Mm. The vertical magnetic field is equal to $B_{0y} = 30$ G and the transversal magnetic field varies from B_{0z} being 0 G (top), through 5 G (middle), to 10 G (bottom). A noticeable difference in the transversal (left panels) and vertical (right panels) ion velocity components is the velocity maximum. For $B_{0z} = 0$ G, max($V_{\rm iz}$) $\approx$ 40 km s^{-1}, for B_{0z} = 5 G, it attains its highest value at about 50 km s^{-1}, and in the case of B_{0z} = 10 G, it falls off to $\approx$45 km s^{-1}. These outcomes can be compared to the results of Pelekhata et al. (2021), where only Alfvén waves were considered for B_{0y} = 30 G, B_{0z} = 0 G, A = 10 km s^{-1}, w = 0.1 Mm, and y_0 = 0.3 Mm (Fig. 4 top left panel); there, max($V_{\rm iz}$) $\approx$ 27 km s^{-1}. The change in the max($V_{\rm iz}$) value is due to the larger pulse width in the current simulations.

It follows from the right panels of Fig. 6 that max($V_{\rm iy}$) reaches the highest value of about 73 km s^{-1} in the case of B_{0z} = 0 G, then it slightly decreases to $\approx$62 km s^{-1} for B_{0z} = 5 G, and it attains a value of about 60 km s^{-1} for B_{0z} = 10 G. These results can also be compared to the almost identical case from Pelekhata et al. (2021). We notice that, despite the pulse width being twice as large in the present case, the maximum value of the vertical ion velocity component remains the same: max($V_{\rm iy}$) $\approx$ 70 km s^{-1} (Fig. 5, top right panel).

Figure 7 displays transverse (left panels) and vertical (right panels) ion velocity components for B_{0y} = 30 G, B_{0z} = 5 G, A = 10 km s^{-1}, and y_0 = 0.3 Mm. In this figure the varying value is the width of the initial pulse, and mainly it changes from w = 0.2 Mm (top), over w = 0.1 Mm (middle), to w = 0.05 Mm

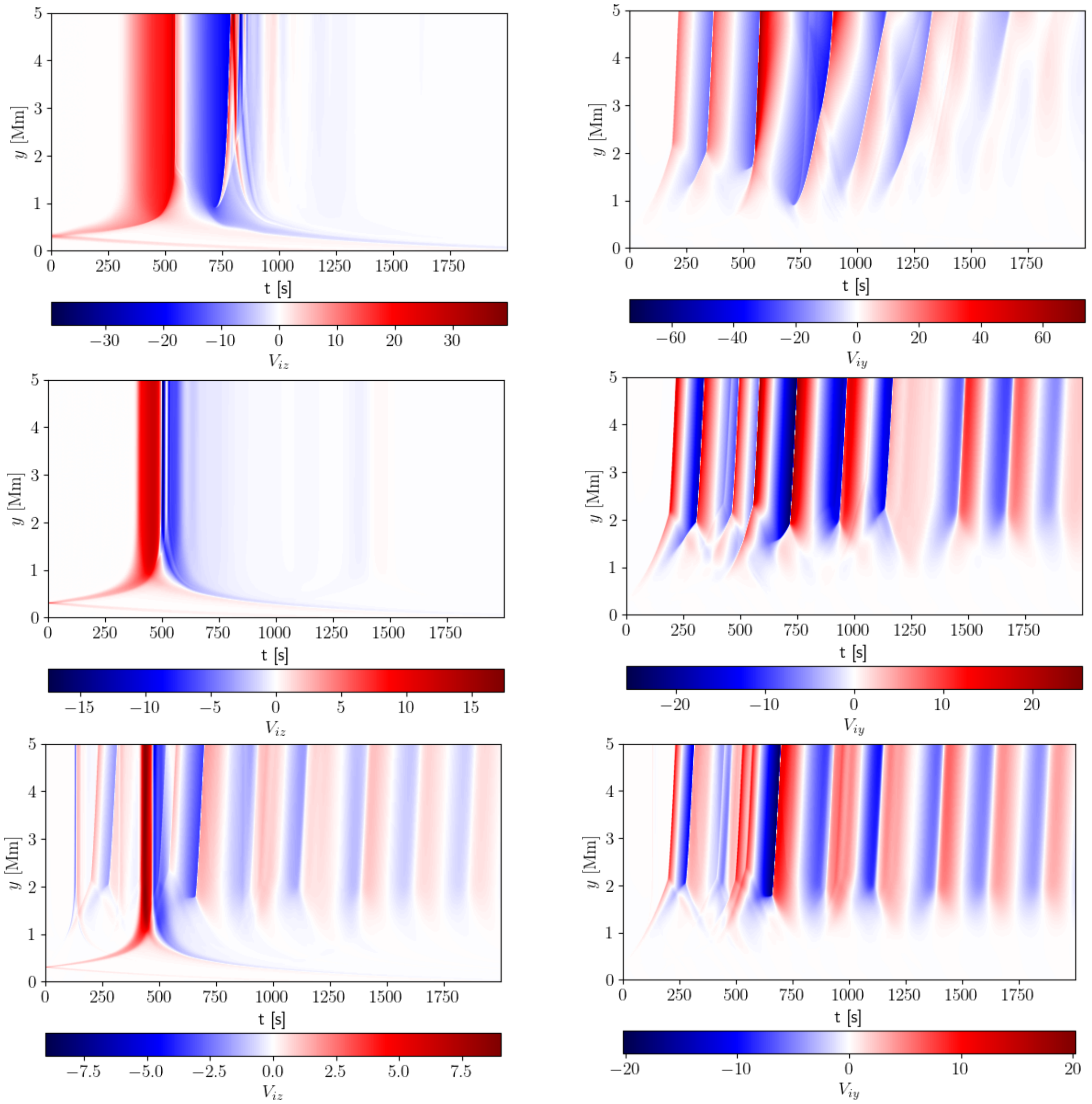


Fig. 7. Time–distance plots for $V_{\rm iz}$ (*left*) and $V_{\rm iy}$ (*right*), in the case of w = 0.2 Mm (*top*), and w = 0.1 Mm (*middle*), w = 0.05 Mm (*bottom*) for B_{0y} = 30 G, B_{0z} = 5 G, A = 10 km s^{-1}, and y_0 = 0.3 Mm.

(bottom). In both the left and right panels, it is apparent that the maximum values of these velocities grow with w. For instance, max($V_{\rm iz}$) is in the range of about 7.7–40 km s^{-1}, and max($V_{\rm iy}$) changes in the range of about 20–72 km s^{-1}. We note that the height in which the $V_{\rm iz}$ and $V_{\rm iy}$ signals are partially reflected remains independent of w, but the time changes slightly (it is difficult to obtain precise values from the plots). From this fact, it follows that the waves' speed rises with w.

Figure 8 illustrates the ion-neutral velocity drifts for the vertical velocity component, $V_{\rm iy} - V_{\rm ny}$ (left panels) and the transverse component, $V_{\rm iz} - V_{\rm nz}$ (right panels). This corresponds to B_{0y} = 30 G, A = 10 km s^{-1}, w = 0.2 Mm, and y_0 = 0.3 Mm, with a varying magnitude of the transversal magnetic field B_{0z} (in the range 0–10 G). It is clearly seen that the maximum value of velocity drift remains equal for almost every simulation and it is about 1 km s^{-1}, except for $V_{\rm iy} - V_{\rm ny}$ in the case of B_{0z} = 5 G (middle-left panel), where the maximum value reaches 15 km s^{-1}. Besides, in this particular case, $V_{\rm iy} - V_{\rm ny}$ is greater than $V_{\rm iz} - V_{\rm nz}$, and due to this fact, it can be noted that magnetoacoustic waves are responsible for the plasma heating in the case of a large amplitude and a transversal magnetic field of 5 G.

Figure 9 demonstrates the temporarily averaged vertical ion velocity $\langle V_{\rm iy}\rangle_{\rm t}$ (see Eq. (23)) in the case of B_{0y} = 30 G, A = 10 km s^{-1}, and y_0 = 0.3 Mm, and w = 0.2 Mm, with varying B_{0z} in the range 0–10 G. Because of the much larger amplitude of the initial pulse, the obtained results are no longer insignificant. We note that the velocity values fall off with B_{0z}. For B_{0z} = 0 G, a down-flow occurs with its minimum velocity of about −1.2 km s^{-1} at $y \approx$ 2 Mm, and at higher altitudes, for example at y = 20 Mm, an up-flow takes place with its maximum velocity of about 1.5 km s^{-1}. In the case of B_{0z} = 5 G, $\langle V_{\rm iy}\rangle_{\rm t}$ reveals a similar trend, as in the case of B_{0z} = 0 G, but it reaches smaller values: a down-flow minimum velocity is about

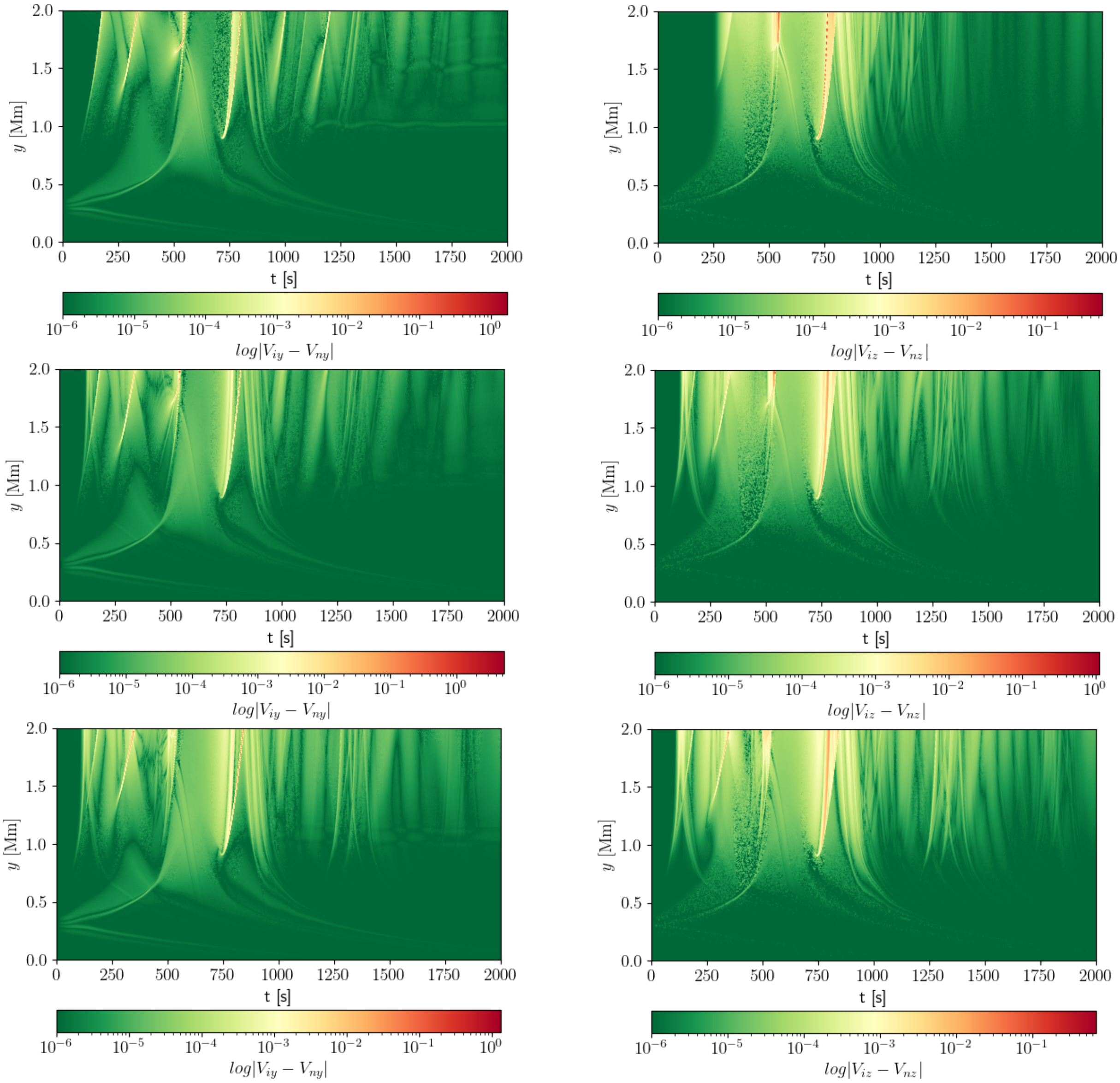


Fig. 8. Velocity drifts for $V_{\rm iy} - V_{\rm ny}$ (*left*) and $V_{\rm iz} - V_{\rm nz}$ (*right*), in the case of $B_{0z} = 0$ G (*top*), $B_{0z} = 5$ G (*middle*), and $B_{0z} = 10$ G (*bottom*) for $B_{0y} = 30$ G, $A = 10\,{\rm km\,s^{-1}}$, $w = 0.2$ Mm, and $y_0 = 0.3$ Mm.

$-1\,{\rm km\,s^{-1}}$ at $y \approx 2$ Mm, and an up-flow maximum velocity at $y = 20$ Mm is $\approx 1.1\,{\rm km\,s^{-1}}$. For the maximum considered magnitude of the transverse magnetic field, $B_{0z} = 10$ G, down-flow occurs with its minimum velocity $\approx 0.8\,{\rm km\,s^{-1}}$, and an up-flow maximum velocity is $\approx 0.7\,{\rm km\,s^{-1}}$. This outcome can be compared to the results from Pelekhata et al. (2021), where an almost identical case to the one from the top panel is discussed; the only difference being that the current pulse width is larger. So, in that case (Fig. 5, bottom right panel), a down-flow takes place with minimum velocity $\approx -0.7\,{\rm km\,s^{-1}}$ at height $y \approx 2$ Mm, and higher up, at about $y = 5$ Mm, an up-flow takes place with its maximum velocity of about $0.35\,{\rm km\,s^{-1}}$. From this, it can be inferred that values that are almost twice larger the current values result from a pulse width that is twice larger.

Figure 10 (top panels) presents time–distance plots for the perturbed ion temperature $\delta T_{\rm ie}/T$ (left panel) and for the vertical component of the ion velocity $V_{\rm iy}$ (right panel) in the case of $A = 10\,{\rm km\,s^{-1}}$ and $y_0 = 0.3$ Mm, $B_{0y} = 30$ G and $B_{0z} = 5$ G. Comparing with the results from Pelekhata et al. (2021), it is discernible that the maximum value of the perturbed relative ion temperature is slightly higher here, with $\max(\delta T_{\rm ie}/T) \approx 1.3$, than in Paper I, where $\max(\delta T_{\rm ie}/T) \approx 1$. The maximum value of the vertical component of ion velocity is also slightly higher; in this case $\max(V_{\rm iy}) \approx 70\,{\rm km\,s^{-1}}$ in the range of 0–20 Mm, while in the previous paper, $\max(V_{\rm iy}) \approx 65\,{\rm km\,s^{-1}}$.

The bottom panels of Fig. 10 show the perturbed relative ion temperature $\delta T_{\rm ie}/T$ averaged over time, and the vertical component of the ion velocity $V_{\rm iy}$ averaged over time (see Eqs. (22) and (23)). The trend in the plot from the left panel is similar to the same plot from Paper I (the corresponding values are also equal), but the right plot differs. It is noticeable that slow down-flow takes place in the lower atmosphere, up to $y \approx 7$ Mm. Higher up, an outflow takes place, with a magnitude that is growing with height y; it reaches about $1.1\,{\rm km\,s^{-1}}$ at $y = 20$ Mm (this outflow velocity is three times smaller in Paper I – about $0.35\,{\rm km\,s^{-1}}$). Below $y \approx 5$ Mm, the down-flow in the present case reaches a minimum value of about $-1\,{\rm km\,s^{-1}}$ (comparing

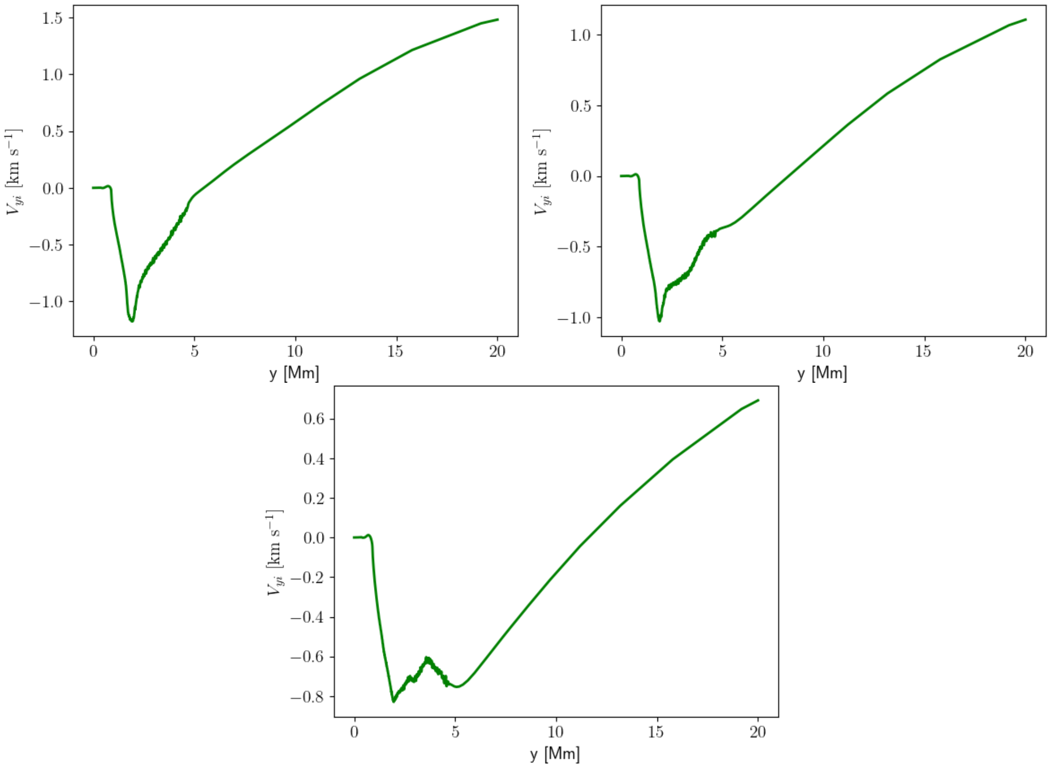


Fig. 9. Time–distance plots for averaged in time $V_{\rm iy}$ in the case of $B_{0z} = 0\,$G (*top left*), $B_{0z} = 5\,$G (*top right*), and $B_{0z} = 10\,$G (*bottom*) for $B_{0y} = 30\,$G, $A = 10\,$km s^{-1}, and $y_0 = 0.3\,$Mm.

to $-0.65\,$km s^{-1}). This means that the down-flow turns into an outflow when going from the lower atmosphere to the corona.

Figure 11 displays the relative perturbed ion temperature averaged over height and time in the case of $B_{0y} = 30\,$G and $A = 10\,$km s^{-1}. This quantity is defined as

$$H = \frac{1}{y_1 - y_0} \int_{y_0}^{y_1} H(y)\, \mathrm{d}y, \tag{24}$$

with

$$H(y) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \frac{\delta T_{\rm ie}}{T}\, \mathrm{d}t, \tag{25}$$

where $t_1 = 0\,$s, $t_2 = 3000\,$s, y_0 is the initial pulse location, and $y_1 = 20\,$Mm. The top panel illustrates H versus the launching height y_0. It is noticeable that the minimal heating occurs for $y_0 = 0.8\,$Mm and the maximal heating H is obtained for $y_0 = 0.4\,$Mm, which is close to the top of the photosphere. It is noteworthy that H drops with $y_0 > 0.4\,$Mm. This behavior can be explained by the fact that magnetoacoustic waves release thermal energy as a result of ion–neutral collisions. The magnitude of H falls off with y_0 in the upper layers because the ionization degree grows with height. The obtained values are almost twice smaller than the results from the previous paper (for $y_0 = 0.4\,$Mm, H is equal to 0.2, compared to $H = 0.5$ for the same localization) because of the pulse width w being twice smaller.

Figure 11 (bottom panel) illustrates the dependence of the average heating H on the transversal magnetic field B_z for a pulse located at $y_0 = 0.3\,$Mm. Here, it is clearly seen that the higher the value of a transversal magnetic field, the less heat is deposited in the atmosphere. This is understandable as for a higher value of B_{0z}, the coupling between Alfvén and magnetoacoustic waves becomes stronger. As a result, more energy is transferred to magnetoacoustic waves.

4. Summary and conclusions

In this paper, the results of numerical simulations of impulsively generated linearly coupled two-fluid Alfvén and magnetoacoustic waves are presented and discussed. Both waves are known to contribute to the heating of the solar chromosphere and to the driving of plasma outflows (Pelekhata et al. 2021; Niedziela et al. 2021). Wave energy thermalization takes place in both cases as a result of ion-neutral collisions. We attempted to discover the effect of the wave dissipation on the ion temperature and on the generation of vertical plasma flows. In Paper I, only Alfvén waves were examined. In the present paper, the focus was on the contribution of coupled Alfvén and magnetoacoustic waves. All simulations were performed using the JOANNA code (Wójcik et al. 2020) on the basis of the two-fluid model.

Two values of initial pulse amplitude A, mainly $A = 1\,$km s^{-1} and $A = 10\,$km s^{-1}, were used to investigate the problem. The obtained results indicate that the Alfvén and magnetoacoustic waves (both alone and coupled) that are generated in the middle of the photosphere at $y_0 = 0.3\,$Mm with a small initial amplitude, negligibly contribute to the thermal energy of the system, and this can only slightly accelerate the plasma outflows. On the other hand, initial pulses with a much larger initial amplitude, which are still physically feasible and realistic, can contribute more substantially to chromosphere heating. The obtained results can be compared to the work by Grant et al. (2018), in which the first observational evidence of Alfvén wave dissipation in the chromosphere was found. The most probable cause of wave dissipation are ion-neutral collisions. Grant et al. (2018) revealed that the large amplitude Alfvén waves cause an increase in temperature up to 5%. Moreover, these higher amplitude waves can also result in plasma outflows, which can become more considerable as they rise in altitude and eventually become the potential source of the

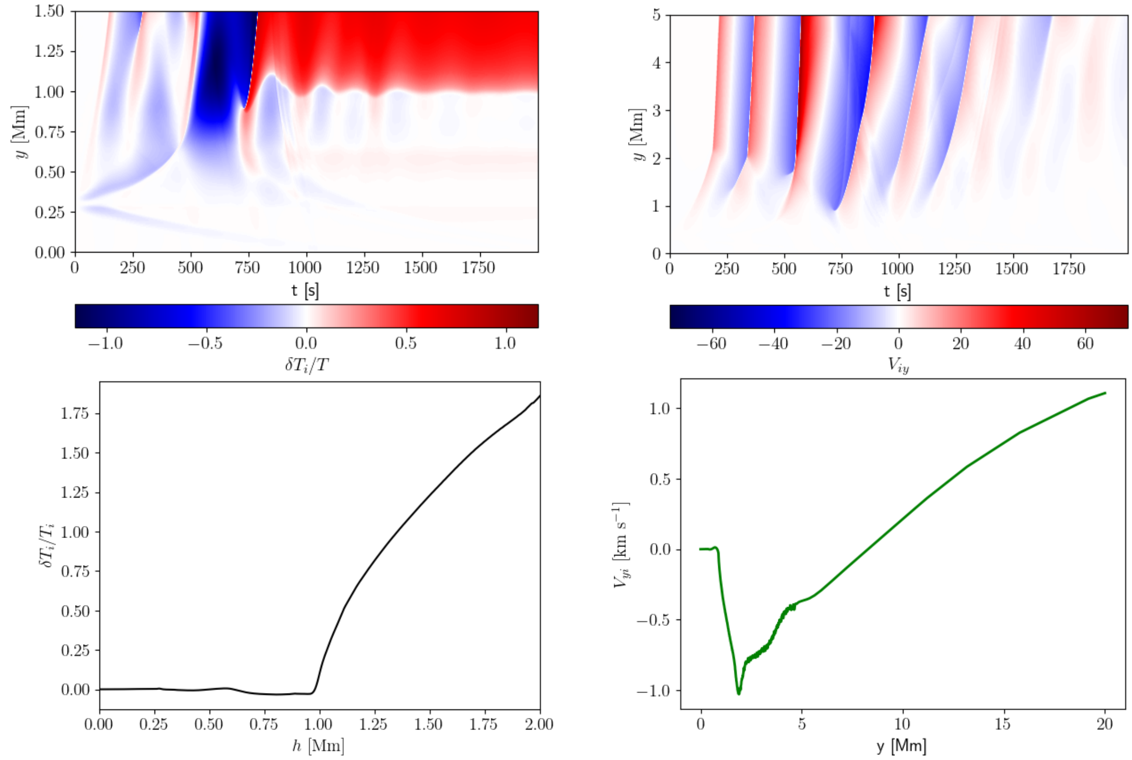


Fig. 10. Time-distance plots for $\delta T_{\rm ie}/T$ (*top left*) and $V_{\rm iy}$ (*top right*), and $\langle \delta T_{\rm ie}/T \rangle_{\rm t}$ (*bottom left*) and $\langle V_{\rm iy} \rangle_{\rm t}$ (*bottom right*) averaged over x in the case of $B_{0y} = 30\,{\rm G}$, $B_{0z} = 5\,{\rm G}$, $y_0 = 0.3\,{\rm Mm}$, $w = 0.2\,{\rm km}$, and $A = 10\,{\rm km\,s^{-1}}$.

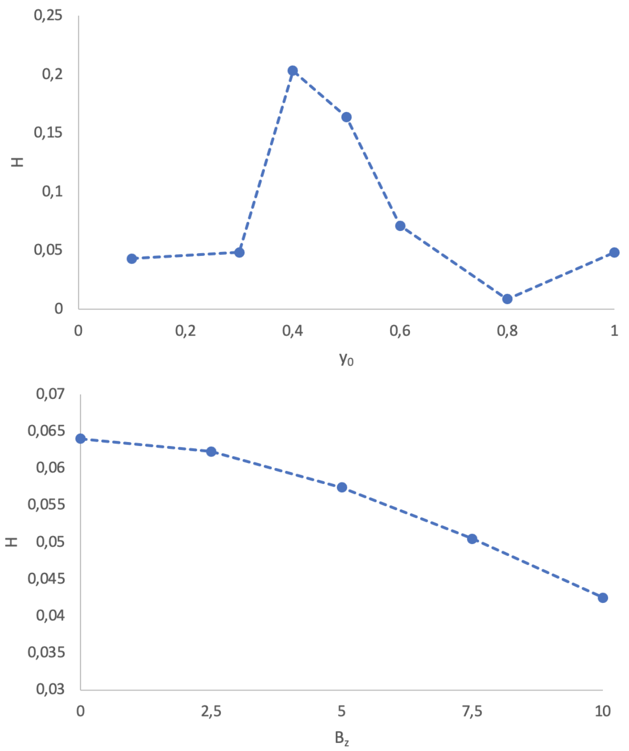


Fig. 11. Relative perturbed temperature of ions averaged over time and height, H, vs. y_0 (*top*) and vs. B_{0z} (*bottom*) for $B_{0y} = 30\,{\rm G}$, $y_0 = 0.3\,{\rm Mm}$, and $A = 10\,{\rm km\,s^{-1}}$.

solar wind. These results are in a agreement with the findings of Paper I and of Niedziela et al. (2021).

In addition, it was found that for a vertical magnetic field of $B_{0y} = 30\,{\rm G}$, the value of the transverse magnetic field component, B_{0z}, plays a significant role in the system evolution. A nonzero B_{0z} component indicates the existence of magnetoacoustic waves. A higher value of the B_{0z} component results in a higher plasma outflow velocity, but in a slight decrease in temperature. The cases with the higher amplitude, mainly the case of $A = 10\,{\rm km\,s^{-1}}$ and with the transverse magnetic field component of $B_{0z} = 10\,{\rm G}$, reveal that the coupled waves heat the chromosphere more significantly and also accelerate the plasma more. It was found that the maximum heating corresponds to the pulse that was initially launched from the middle of the photosphere ($y_0 = 0.3\,{\rm Mm}$), which is about 200−300 km below the temperature minimum height. The magnitude of the flows, however, was found to be small and substantially lower than the observed inflows and outflows.

In summary, from the obtained results in the present paper, it can be concluded that the initial pulse amplitude plays a significant role in the variation of the heating degree and the magnitude of the generated plasma outflows. When changing the pulse width from 0.05 Mm to 0.2 Mm, the relative temperature increases approximately seven times. However, the maximum velocity in both the vertical and transversal components decreases by about three to four times. Unfortunately, the numerical results do not fully fit to the observational data, even though the obtained flow amplitudes are in the observed ranges, and therefore further investigations are required.

Acknowledgements. The JOANNA code has been developed by Darek Wójcik with some contribution from Luis Kadowaki and Piotr Wołoszkiewicz. This work was done within the framework of the projects from the Polish National Foundation (NCN) grant No. 2020/37/B/ST9/00184. Numerical simulations were performed on the MIRANDA cluster at Institute of Mathematics of University of M. Curie-Skłodowska, Lublin, Poland. SP acknowledges support from the projects C14/19/089 (C1 project Internal Funds KU Leuven), G.0D07.19N (FWO-Vlaanderen), SIDC Data Exploitation (ESA Prodex-12), and Belspo project B2/191/P1/SWiM.

References

Alfvén, H. 1942, Nature, 150, 405
Arber, T. D., Brady, C. S., & Shelyag, S. 2016, ApJ, 817, 94
Aschwanden, M. J. 2005a, Sol. Phys., 228, 339
Aschwanden, M. J. 2005b, Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions, 2nd edition, (Chichester, UK: Praxis Publishing Ltd.; New York, Berlin: Springer)
Athay, R. G. 1976, The solar chromosphere and corona: Quiet sun, 53 (Dordrecht: Reidel)
Avrett, E. H. 2003, in Current Theoretical Models and Future High Resolution Solar Observations: Preparing for ATST, eds. A. A. Pevtsov, & H. Uitenbroek, ASP Conf. Ser., 286, 419
Avrett, E. H., & Loeser, R. 2008, ApJS, 175, 229
Baker, D., Stangalini, M., Valori, G., et al. 2021, ApJ, 907, 16
Ballester, J. L., Alexeev, I., Collados, M., et al. 2018, Space Sci. Rev., 214, 58
Biermann, L. 1946, Naturwissenschaften, 33, 118
Bonet, J. A., Márquez, I., Sánchez Almeida, J., Cabello, I., & Domingo, V. 2008, ApJ, 687, L131
Braginskii, S. I. 1965, Rev. Plasma Phys., 1, 205
Carlsson, M., & Stein, R. F. 1995, ApJ, 440, L29
Courant, R., Friedrichs, K., & Lewy, H. 1928, Math. Ann., 100, 32
De Pontieu, B., Martens, P. C. H., & Hudson, H. S. 2001, ApJ, 558, 859
Dedner, A., Kemm, F., Kröner, D., et al. 2002, J. Comput. Phys., 175, 645
Duckenfield, T. J., Kolotkov, D. Y., & Nakariakov, V. M. 2021, A&A, 646, A155
Durran, D. R. 2010, Numerical Methods for Fluid Dynamics (New York: Springer)
Erdélyi, R., & James, S. P. 2004, A&A, 427, 1055
Goodman, M. L. 2011, ApJ, 735, 45
Grant, S. D. T., Jess, D. B., Zaqarashvili, T. V., et al. 2018, Nat. Phys., 14, 480
Jess, D. B., Mathioudakis, M., Erdélyi, R., et al. 2009, Science, 323, 1582
Khomenko, E. 2015, in Highlights of Spanish Astrophysics VIII, eds. A. J. Cenarro, F. Figueras, C. Hernández-Monteagudo, J. Trujillo Bueno, & L. Valdivielso, 677
Khomenko, E. 2017, Plasma Phys. Controlled Fusion, 59
Khomenko, E., Collados, M., Díaz, A., & Vitas, N. 2014, Phys. Plasmas, 21, 092901
Kuźma, B., & Murawski, K. 2018, ApJ, 866, 50
Kuźma, B., Wójcik, D., & Murawski, K. 2019, ApJ, 878, 81
Kuźma, B., Murawski, K., Musielak, Z. E., Poedts, S., & Wójcik, D. 2021a, A&A, 652, A88
Kuźma, B., Murawski, K., & Poedts, S. 2021b, MNRAS, 506, 989
Leake, J. E., Arber, T. D., & Khodachenko, M. L. 2005, A&A, 442, 1091
Leake, J. E., Lukin, V. S., Linton, M. G., & Meier, E. T. 2012, ApJ, 760, 109
Martínez-Gómez, D., Soler, R., & Terradas, J. 2018, ApJ, 856, 16
Matsumoto, T., & Shibata, K. 2010, ApJ, 710, 1857
Miyoshi, T., & Kusano, K. 2005, in AGU Fall Meeting Abstracts, SM51B-1295
Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2010, A&A, 518, A37
Nakariakov, V. M., & Verwichte, E. 2005, Liv. Rev. Sol. Phys., 2, 3
Nakariakov, V. M., Afanasyev, A. N., Kumar, S., & Moon, Y. J. 2017, ApJ, 849, 62
Niedziela, R., Murawski, K., & Poedts, S. 2021, A&A, 652, A124
Ofman, L. 2010, Liv. Rev. Sol. Phys., 7, 4
Oliver, R., Soler, R., Terradas, J., & Zaqarashvili, T. V. 2016, ApJ, 818, 128
Osterbrock, D. E. 1961, ApJ, 134, 347
Pelekhata, M., Murawski, K., & Poedts, S. 2021, A&A, 652, A114
Piddington, J. H. 1956, MNRAS, 116, 314
Popescu Braileanu, B., Lukin, V. S., Khomenko, E., & de Vicente, Á. 2019a, A&A, 627, A25
Popescu Braileanu, B., Lukin, V. S., Khomenko, E., & de Vicente, Á. 2019b, A&A, 630, A79
Prasad, A., Srivastava, A. K., Wang, T., & Sangal, K. 2022, Sol. Phys., 297, 5
Schwarzschild, M. 1948, ApJ, 107, 1
Shelyag, S., Khomenko, E., Przybylski, D., Vitas, N., & de Vicente, A. 2016, in AGU Fall Meeting Abstracts, SH21E-2565
Shetye, J., Verwichte, E., Stangalini, M., & Doyle, J. G. 2021, ArXiv e-prints [arXiv:2112.14486]
Soler, R., Terradas, J., Oliver, R., & Ballester, J. L. 2017, ApJ, 840, 20
Soler, R., Terradas, J., Oliver, R., & Ballester, J. L. 2019, ApJ, 871, 3
Song, P., & Vasyliūnas, V. M. 2011, J. Geophys. Res. (Space Phys.), 116, A09104
Srivastava, A. K., Shetye, J., Murawski, K., et al. 2017, Sci. Rep., 7, 43147
Tomczyk, S., McIntosh, S. W., Keil, S. L., et al. 2007, Science, 317, 1192
Toro, E. F., Hidalgo, A., & Dumbser, M. 2009, J. Comput. Phys., 228, 3368
Tu, J., & Song, P. 2013, ApJ, 777, 53
Uchida, Y., & Kaburaki, O. 1974, Sol. Phys., 35, 451
Ulmschneider, P., & Musielak, Z. 2003, in Current Theoretical Models and Future High Resolution Solar Observations: Preparing for ATST, eds. A. A. Pevtsov, & H. Uitenbroek, ASP Conf. Ser., 286, 363
Van Doorsselaere, T., Nakariakov, V. M., & Verwichte, E. 2008, ApJ, 676, L73
Verdini, A., Velli, M., & Buchlin, E. 2009, ApJ, 700, L39
Vranjes, J., & Krstic, P. S. 2013, A&A, 554, A22
Wedemeyer-Böhm, S., & Rouppe van der Voort, L. 2009, A&A, 507, L9
Wójcik, D., Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2018, MNRAS, 481, 262
Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Srivastava, A. K. 2019, ApJ, 884, 127
Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2020, A&A, 635, A28
Yang, S., & Xiang, Y. 2016, ApJ, 819, L24
Zaqarashvili, T. V., Khodachenko, M. L., & Rucker, H. O. 2011a, A&A, 534, A93
Zaqarashvili, T. V., Khodachenko, M. L., & Rucker, H. O. 2011b, A&A, 529, A82
Zaqarashvili, T. V., Khodachenko, M. L., & Soler, R. 2013, A&A, 549, A113

A&A, 689, A155 (2024)
https://doi.org/10.1051/0004-6361/202449955

Astronomy & Astrophysics

Influence of electrons on granulation-generated solar chromosphere heating and plasma outflows

M. Pelekhata[1,⋆], K. Murawski[1], and S. Poedts[1,2]

[1] Institute of Physics, University of M. Curie-Skłodowska, Pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland
[2] Centre for mathematical Plasma Astrophysics, Department of Mathematics, KU Leuven, Celestijnenlaan 200 B, 3001 Leuven, Belgium

Received 12 March 2024 / Accepted 10 June 2024

ABSTRACT

Context. It is known that the solar atmosphere exhibits a varying degree of ionization through its different layers. The ionization degree directly depends on plasma temperature, that is, the lower the temperature, the lower the ionization degree. As a result, the plasma in the lower atmospheric layers (the photosphere and the chromosphere) is only partially ionized, which motivates the use of a three-fluid model.
Aims. We consider, for the first time, the influence of electrons on granulation-generated solar chromosphere heating and plasma outflows. We attempt to detect variations in the ion temperature and plasma up- and downflows.
Methods. We performed 2.5D numerical simulations of the generation and evolution of granulation-generated waves, flows, and other granulation-associated phenomena with an adapted JOANNA code. This code solves the simplified three-fluid equations for ions (protons) and electrons and neutrals (hydrogen atoms) that are coupled by collision forces.
Results. Electron-neutral and electron–ion collisions provide extra heat in the low chromosphere and enhance plasma outflows in this region. The effect of electrons is small compared to ion–neutral collisions, which have a significantly greater effect on the heating process and the production of outflows. Ion–neutral collisions involve higher energy exchanges, making them the dominant mechanism over collisions with electrons.
Conclusions. Electrons do not play a major role in heating and producing outflows, primarily because their mass is much lower compared to that of neutrals and ions, resulting in lower energy transfer during collisions.

Key words. Sun: atmosphere – Sun: chromosphere – Sun: corona – Sun: granulation – Sun: photosphere

1. Introduction

The solar atmosphere can be divided into distinct layers with different physical characteristics, namely: the photosphere, the chromosphere, the transition region, and the corona. The photosphere is considered the conventional surface of the Sun, which spans a height of about 500 km. The chromosphere develops up to a level of about 2100 km and is capped by the corona, which is assumed to extend out into the solar wind over a distance of about 2–3 solar radii. Between the chromosphere and the corona, there is a narrow plasma layer known as the transition region, which is only 100–200 km thick. The temperature variation between these layers, which leads to varying degrees of ionization in the solar atmosphere, is a significant characteristic.

The temperature at the bottom of the photosphere is around 5600 K, gradually falling off with height to a minimum of about 4300 K. This minimum occurs around 100 km above the photosphere. From there, the temperature gradually rises again, first slowly in the low chromosphere, then much faster from the high chromosphere and in the transition region. On average, the temperature in the transition region is 10^4–10^5 K, abruptly increasing to $1–3 \times 10^6$ K in the corona. The reason for this temperature increase with height remains a major unknown in heliophysics (Uchida & Kaburaki 1974; Ofman 2010).

⋆ Corresponding author; pelexatamaria@gmail.com

The ionization degree is a measure of the number density ratio of particles that have been ionized to the total number of particles. It is influenced directly by the plasma temperature; a lower temperature corresponds to a lower ionization degree. A low ionization degree indicates that the majority of the matter is not ionized, with many atoms retaining their electrons. Due to its extremely high temperature, the solar corona is completely ionized, while the lower and less hot regions of the solar atmosphere are only weakly (the photosphere) and partially (the chromosphere) ionized. In the photosphere, the ionization degree is roughly 10^{-4}, which means that there is only one ion per about 10^4 neutral particles. In the chromosphere, the ionization degree increases with height, which motivates and justifies using the multi-fluid model of the solar atmosphere. These observations have been reported by Aschwanden (2005) and Avrett (2003). It should be noted that Brchnelova et al. (2023) shows that even in the almost fully ionized solar corona, the very low abundance of neutrals has a considerable effect on the flow field in the corona.

The recent investigation by Alharbi et al. (2022) shows that the partially ionized plasma can also be divided into two different regions based on the collisional frequency, and this divergence appears around the chromosphere's base. In the lowest region (the photosphere), the collisional frequency of the charged particles (ions and electrons) is higher than the gyro-frequencies of the charged particles, meaning that the dynamics of the particles are not much affected by the magnetic fields and that the gas dynamics can be described within the framework of a three-fluid plasma model. In this model, the ions, electrons, and neutrals are treated as three separate fluids. In the higher layer (the chromosphere), only the electrons are magnetized. Nevertheless, the strong coupling of the charged particles reduces the working framework to essentially a three-fluid plasma model.

Previously we conducted a study using only a two-fluid model of the solar atmospheric plasma, from which electrons were excluded, and their influence was mimicked by setting the mean mass of the ion+electron gas to 0.5 (Pelekhata et al. 2021). In particular, we studied the effect of Alfvén waves and their coupling with magneto-acoustic waves on the thermalization of the lower solar atmosphere and plasma outflows (Pelekhata et al. 2023). Murawski et al. (2022) investigated the impact of granulation-induced two-fluid waves within the nonideal and nonadiabatic quiet Sun atmosphere. The findings reveal that these waves heat the surrounding medium efficiently and simultaneously generate subtle plasma outflows. While we usually consider only the photosphere and the lower chromosphere, performing studies within a two-fluid framework is reasonable. We did this in an attempt to clarify whether electron pressure contributes to the granulation-generated solar chromosphere heating or whether it is not necessary to particularize our model.

The remainder of this paper is organized as follows: Section 2 presents the simplified three-fluid equations and the background equilibrium model of the solar atmosphere. Section 3 presents the results of the numerical simulations, and Section 4 contains a discussion and summary of the results of the numerical experiments performed and the conclusions that can be drawn from them.

2. Physical model

To simulate the lower atmospheric layers of the Sun, a model of the partially ionized solar atmosphere stratified by a constant gravity was used. The initial setup for the numerical model, including the stratified temperature, is adopted from previous studies (Niedziela et al. 2021; Pelekhata et al. 2021, 2023; Niedziela et al. 2022; Murawski et al. 2022). Specifically, we used the model from Avrett & Loeser (2008) for the initial temperature of ions and neutrals. This study focuses on the quiet Sun region, ensuring that our model accurately represents the temperature stratification observed in this part of the Sun's atmosphere. The presence of neutral particles in the photosphere and chromosphere, as reported by Khomenko et al. (2014), and recently also by Murawski et al. (2022), necessitates the use of at least a two-fluid plasma model. However, this project applies a simplified three-fluid framework, where a single ion+electron fluid is separated into two distinct fluids, but the electrons are treated as mass-less, and a third fluid describes the dynamics of the neutrals. These fluids interact directly among themselves through ion–neutral, electron–neutral, and electron–ion collisions.

Simplified three-fluid equations

The simplified three-fluid equations describe the behavior of the species using magnetohydrodynamic-like equations for charges and the Navier–Stokes equations for neutrals. These equations for ions and neutrals can be written as follows:

the continuity equations:

$$\frac{\partial \varrho_{\rm i}}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm i}\boldsymbol{V}_{\rm i}) = m_{\rm i}(\Gamma_{\rm i}^{\rm ion} + \Gamma_{\rm i}^{\rm rec}), \tag{1}$$

$$\frac{\partial \varrho_{\rm n}}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm n}\boldsymbol{V}_{\rm n}) = m_{\rm n}(\Gamma_{\rm n}^{\rm ion} + \Gamma_{\rm n}^{\rm rec}); \tag{2}$$

the momentum equations:

$$\frac{\partial(\varrho_{\rm i}\boldsymbol{V}_{\rm i})}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm i}\boldsymbol{V}_{\rm i}\boldsymbol{V}_{\rm i} + (p_{\rm i}+p_{\rm e})\boldsymbol{I})$$
$$= \varrho_{\rm i}\boldsymbol{g} + \frac{1}{\mu}(\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B} + \nabla\cdot\boldsymbol{\Pi}_{\rm i} + \boldsymbol{S}_{\rm i}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial(\varrho_{\rm n}\boldsymbol{V}_{\rm n})}{\partial t} + \nabla\cdot(\varrho_{\rm n}\boldsymbol{V}_{\rm n}\boldsymbol{V}_{\rm n} + p_{\rm n}\boldsymbol{I}) = \varrho_{\rm n}\boldsymbol{g} + \nabla\cdot\boldsymbol{\Pi}_{\rm n} + \boldsymbol{S}_{\rm n}; \tag{4}$$

the energy equations:

$$\frac{\partial E_{\rm i}}{\partial t} + \nabla\cdot\left[\left(E_{\rm i} + p_{\rm i} + p_{\rm e} + \frac{\boldsymbol{B}^2}{2\mu}\right)\boldsymbol{V}_{\rm i} - \frac{\boldsymbol{B}}{\mu}(\boldsymbol{V}_{\rm i}\cdot\boldsymbol{B}) + \frac{\eta}{\mu}(\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}\right]$$
$$= (\varrho_{\rm i}\boldsymbol{g} + \boldsymbol{S}_{\rm i})\cdot\boldsymbol{V}_{\rm i} + Q_{\rm i} + \nabla\cdot(\boldsymbol{V}_{\rm i}\cdot\boldsymbol{\Pi}_{\rm i}) + q_{\rm i} - L_{\rm r} + H_{\rm r}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial E_{\rm n}}{\partial t} + \nabla\cdot[(E_{\rm n}+p_{\rm n})\boldsymbol{V}_{\rm n}]$$
$$= (\varrho_{\rm n}\boldsymbol{g} + \boldsymbol{S}_{\rm n})\cdot\boldsymbol{V}_{\rm n} + Q_{\rm n} + \nabla\cdot(\boldsymbol{V}_{\rm n}\cdot\boldsymbol{\Pi}_{\rm n}) + q_{\rm n} \tag{6}$$

and the induction equation with the solenoidal constraint:

$$\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla\times(\boldsymbol{V}_{\rm i}\times\boldsymbol{B} - \eta\nabla\times\boldsymbol{B}), \quad \nabla\cdot\boldsymbol{B} = 0. \tag{7}$$

Here, the energy densities are defined as

$$E_{\rm i} = \frac{\varrho_{\rm i}\boldsymbol{V}_{\rm i}^2}{2} + \frac{p_{\rm i}+p_{\rm e}}{\gamma-1} + \frac{\boldsymbol{B}^2}{2\mu}, \quad E_{\rm n} = \frac{\varrho_{\rm n}\boldsymbol{V}_{\rm n}^2}{2} + \frac{p_{\rm n}}{\gamma-1}. \tag{8}$$

In the above equations, the energy source terms, $Q_{\rm i,n}$, represent the heat production and exchange resulting from the collisions, as specified by Meier & Shumlak (2012). The terms $\Gamma_{\rm i,n}^{\rm ion,rec}$ correspond to the ionization and recombination processes, as described by (Murawski et al. 2022)

$$Q_{\rm i} = Q_{\rm i}^{\rm in} + Q_{\rm i}^{\rm ie}, \quad Q_{\rm n} = Q_{\rm n}^{\rm ni} + Q_{\rm n}^{\rm ne}, \tag{9}$$
$$\Gamma_{\rm i}^{\rm ion} = -\Gamma_{\rm n}^{\rm ion} = n_{\rm n}\upsilon^{\rm ion}, \quad \Gamma_{\rm i}^{\rm rec} = -\Gamma_{\rm n}^{rec} = n_{\rm i}\upsilon^{\rm rec}. \tag{10}$$

The above equations for ions and neutrals are supplemented by the charge neutrality condition and an expression for the electron velocity, derived from the definition of the electric current:

$$n_{\rm e} = n_{\rm i}, \quad \boldsymbol{V}_{\rm e} = \boldsymbol{V}_{\rm i} - \frac{1}{en_{\rm i}\mu}\nabla\times\boldsymbol{B}, \tag{11}$$

where $n_{\rm i}$ and $n_{\rm e}$ are the concentrations of ions and neutrals, respectively.

In the above equations, the subscripts $_{\rm i,e,n}$ correspond to ions (protons), electrons, and neutrals (hydrogen atoms), respectively. Therefore, $\boldsymbol{V}_{\rm i}$, $\boldsymbol{V}_{\rm e}$, and $\boldsymbol{V}_{\rm n}$ are respectively the ion, electron, and neutral velocities, $\boldsymbol{B}$ denotes the magnetic field, $\mathbf{I}$ indicates the identity matrix, and $\boldsymbol{g} = [0, -g, 0]$, with $g = 274.78\,{\rm m\,s^{-2}}$ being the gravitational acceleration on the Sun. Additionally, $\varrho_{\rm i}$, $\varrho_{\rm e}$, and $\varrho_{\rm n}$ are respectively the ion, electron, and neutral mass densities, $n_{\rm i,n}$ are the number densities, $p_{\rm i}$, $p_{\rm e} = p_{\rm i}$ and $p_{\rm n}$ are the thermal pressures, and $E_{\rm i}$ and $E_{\rm n}$ are the total energy densities. The symbol $k_{\rm B}$ denotes the Boltzmann constant, μ is the magnetic permeability, $\boldsymbol{\Pi}_{\rm i,n}$ the viscous tensor (Braginskii 1965), and $\gamma = 5/3$ is the adiabatic index. $H_{\rm r}$ indicates a heating term. The other symbols have their standard meaning. The reader should refer to Murawski et al. (2022) for the two-fluid version of the equations.

3. Numerical simulations

The JOANNA code (Wójcik et al. 2018, 2019) was used to perform numerical simulations to specify changes in the ion temperature and vertical plasma up- and downflows caused by electron influences. This code provides numerical solutions to the initial boundary value problem for the three-fluid equations. Additionally, the simulations use second-order accurate linear spatial reconstruction (e.g., Toro et al. 2009) and the third-order accurate super stability preserving Runge–Kutta (SSPRK3) method (Durran 2010), which facilitates a Courant–Friedrichs–Lewy number of 0.9 in the simulations. The simulations utilize the Harten–Lax–van Leer discontinuity (HLLD) approximate Riemann solver (Miyoshi & Kusano 2007; Mignone et al. 2012), as well as the divergence of magnetic field cleaning method from Dedner et al. (2002).

3.1. Numerical box, initial, and boundary conditions

The simulation domain is two-dimensional, with the horizontal direction ranging from −20.48 Mm to 20.48 Mm and the vertical direction ranging from −3 Mm to 25 Mm. The box is covered by a total of 1024 cells in the x direction, In the y direction the box is divided into two regions: from −3 Mm to 17.48 Mm, it is overlayed by a uniform grid of 512 cells; from 17.48 Mm to 25 Mm, it is covered by a non-uniform grid with increasing cell size in the vertical direction to damp the incoming signals and reduce reflections (Kuźma & Murawski 2018). The plasma variables at the top and bottom of the simulation domain were set to their magnetohydrostatic values, that is, the hydrostatic equilibrium complemented by the force-free magnetic field $\boldsymbol{B} = [0, B_y, B_z] = [0, 5, 1]$ Gs. Periodic boundary conditions were imposed at the side boundaries.

3.2. Numerical results

Figure 1 gives the spatial profiles of $\log(T_{\rm i})$, overlaid with magnetic field lines at two instances of time: $t = 0$ s (top panel) and $t = 4000$ s (middle and bottom panels). The bottom (green) zones in the two lower panels clearly show a perturbed pattern that contains oscillations and jets that are associated with self-generated and self-evolving turbulent fields that mimic convection with granulation cells at their tops. The middle plot represents a numerical experiment in which the collisions of both ions and neutrals with electrons are ignored, and it can be seen that the largest jet reaches heights of about $y = 6$ Mm and is located at $x = -0.2$ Mm. The granulation perturbations are not defined explicitly by specific equations but are a result of convective instabilities. We initially perturbed the vertical velocity V_y by small random vertical ion and neutral flows to see these convective instabilities. The self-generated and self-evolving turbulent fields are seeded by these initial perturbations and the natural convection processes, which evolve to form granulation patterns similar to those observed in the photosphere. This transition is illustrated in Figure 1.

The bottom plot corresponds to the scenario where electron collisions are taken into account. Here, the largest jet reaches $y = 4$ Mm and is located at $x = 12$ Mm. Furthermore, the maximum ion temperature values differ slightly: 1.5×10^6 K in the case without electrons (this value agrees with the result obtained by Murawski et al. (2022)) and 1.4×10^6 K with electrons.

Electron motion contributes to electric currents, which, in turn, influence the behavior of the magnetic field. Electrons are affected by the Lorentz force. This force can lead to the twisting and bending of magnetic field lines, contributing to changes in $\|\nabla \times \boldsymbol{B}\|$. Figure 2 presents spatial profiles of $\|\nabla \times \boldsymbol{B}\|$ for the cases without electrons (left) and with electrons (right). For the electrons dynamics that are ignored, the maximum value of $\|\nabla \times \boldsymbol{B}\|$ reaches about 7900 Gs Mm^{-1}, and is greater than in the case in which the electrons are taken into consideration, where $\max(\|\nabla\times\boldsymbol{B}\|) \approx 2600$ Gs Mm^{-1}. Since $\|\nabla\times\boldsymbol{B}\|$ is nonzero, according to Eq. (10), the electrons attain different speeds than the ions,

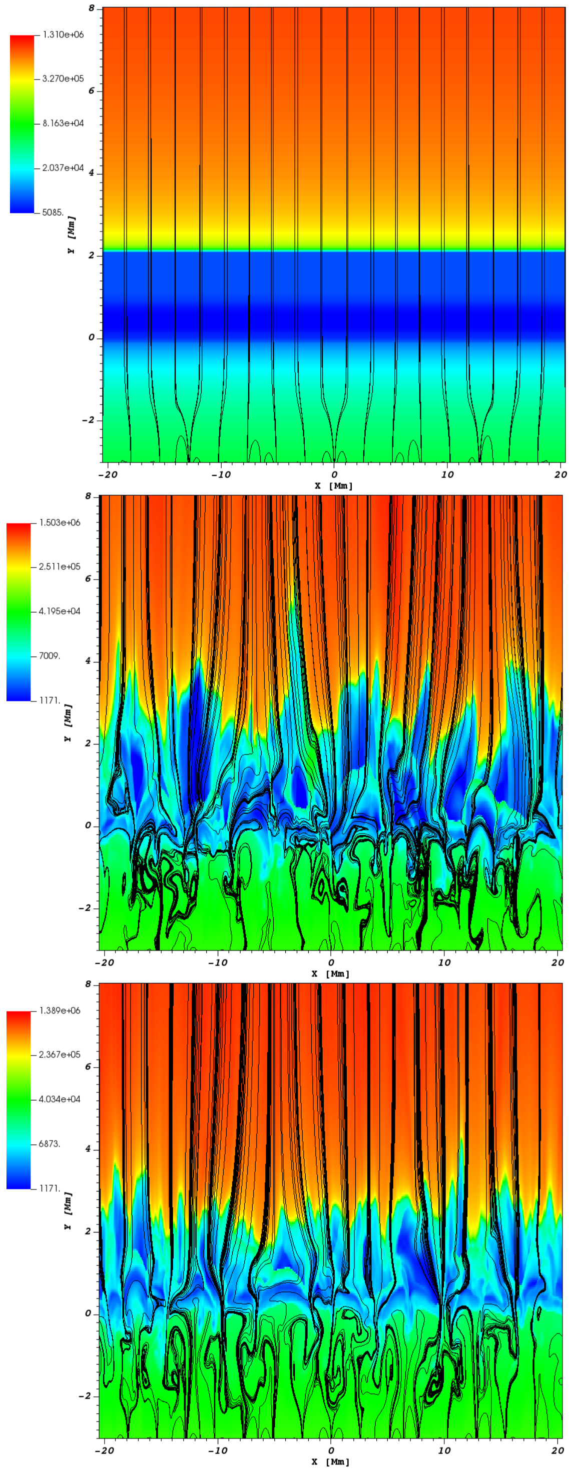


Fig. 1. Spatial profiles of $\log(T_{\rm i})$ overlaid with magnetic field lines at $t = 0$ s (top) and $t = 4000$ s (middle and bottom), without electrons (middle) and with electrons (bottom).

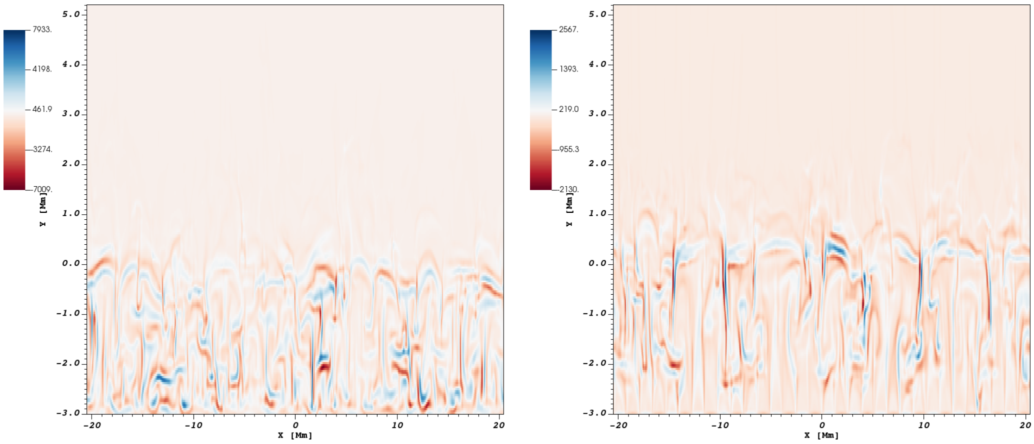


Fig. 2. Spatial profiles of $\|\nabla \times \boldsymbol{B}\|$ at $t = 4000$ s, for the models without electrons (left) and with electrons (right).

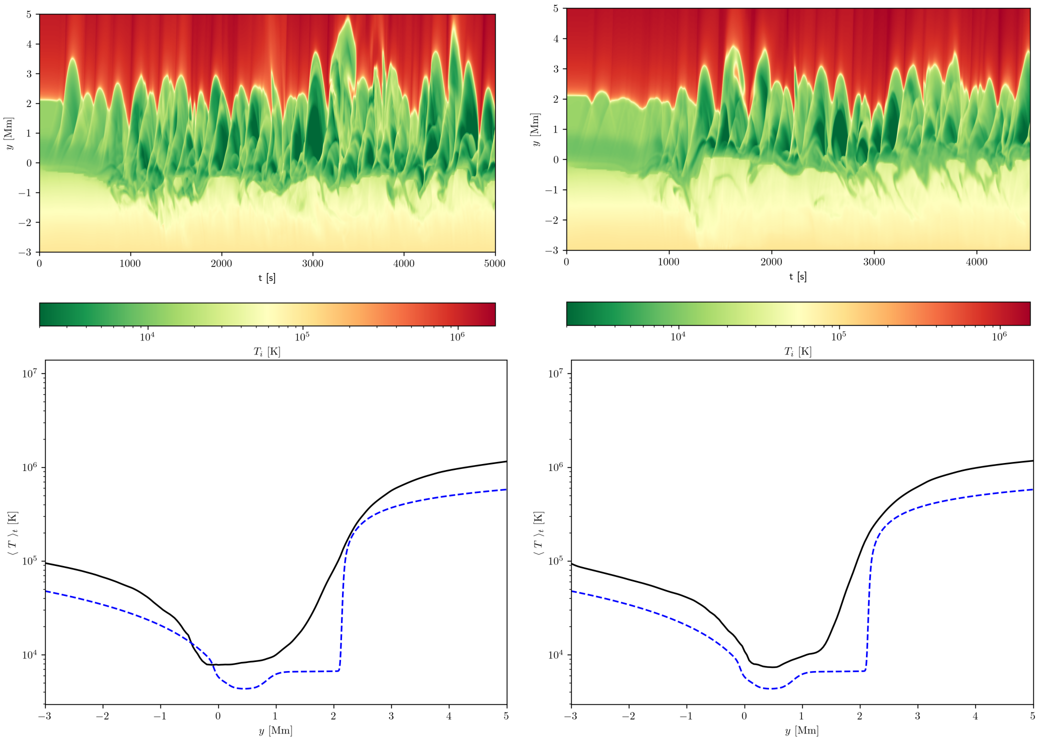


Fig. 3. Time–distance plots for horizontally averaged $\langle T_\mathrm{i} \rangle_x$ (top); the dashed line represents the semi-empirical model of Avrett & Loeser (2008) and averaged-over-time ion temperature $\langle T_\mathrm{i} \rangle_{xt}$ (bottom), for the model without electrons (left) and with electrons (right).

allowing them to exchange and thermalize their energies during collisions.

Figure 3 (top panels) presents time–distance plots for the horizontally averaged ion temperature, $\langle T_\mathrm{i} \rangle_x$:

$$\langle T_\mathrm{i} \rangle_x = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} T_\mathrm{i} \, \mathrm{d}x, \tag{12}$$

where $x_1 = -10.24$ Mm and $x_2 = 10.24$ Mm. The only difference between the two plots is that the one on the left is based on a simulation in which collisions with electrons were ignored, while for the plots on the right, these collisions were included. It is clear that the plots are very similar, except that the values of the ion temperature are slightly higher in the case without electrons, $\max\langle T_\mathrm{i} \rangle_x = 2 \times 10^6$ K; however, the difference is so small as to be negligible.

The same is true for the plots in the bottom panels, which show the horizontally and time-averaged ion temperature $\langle T_\mathrm{i} \rangle_{xt}$, which can be defined as

$$\langle T_\mathrm{i} \rangle_{xt} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \langle T_\mathrm{i} \rangle_x \, \mathrm{d}t, \tag{13}$$

where $t_1 = 0$ s and $t_2 = 5000$ s. In the case of the bottom-left panel, $\langle T_\mathrm{i} \rangle_{xt}$ reaches a maximum of only about 10^6 K in the upper corona. The minimum value of about 10^4 K occurs at the height of the bottom of the photosphere.

Additionally, we specify that

$$\Delta T \equiv \left\langle \frac{T_\mathrm{i} - T}{T} \right\rangle_{xty} = \frac{1}{y_2 - y_1} \int_{y_1}^{y_2} \frac{\langle T_\mathrm{i} \rangle_{xt} - T}{T} \, \mathrm{d}y, \tag{14}$$

where $y_1 = 0$ Mm, and $y_2 = 2$ Mm and T is the semi-empirical temperature (Avrett & Loeser 2008). When electron collisions were ignored, $\Delta T = 1.25$; when electron collisions are taken into account, $\Delta T = 0.53$. These results show that the presence of

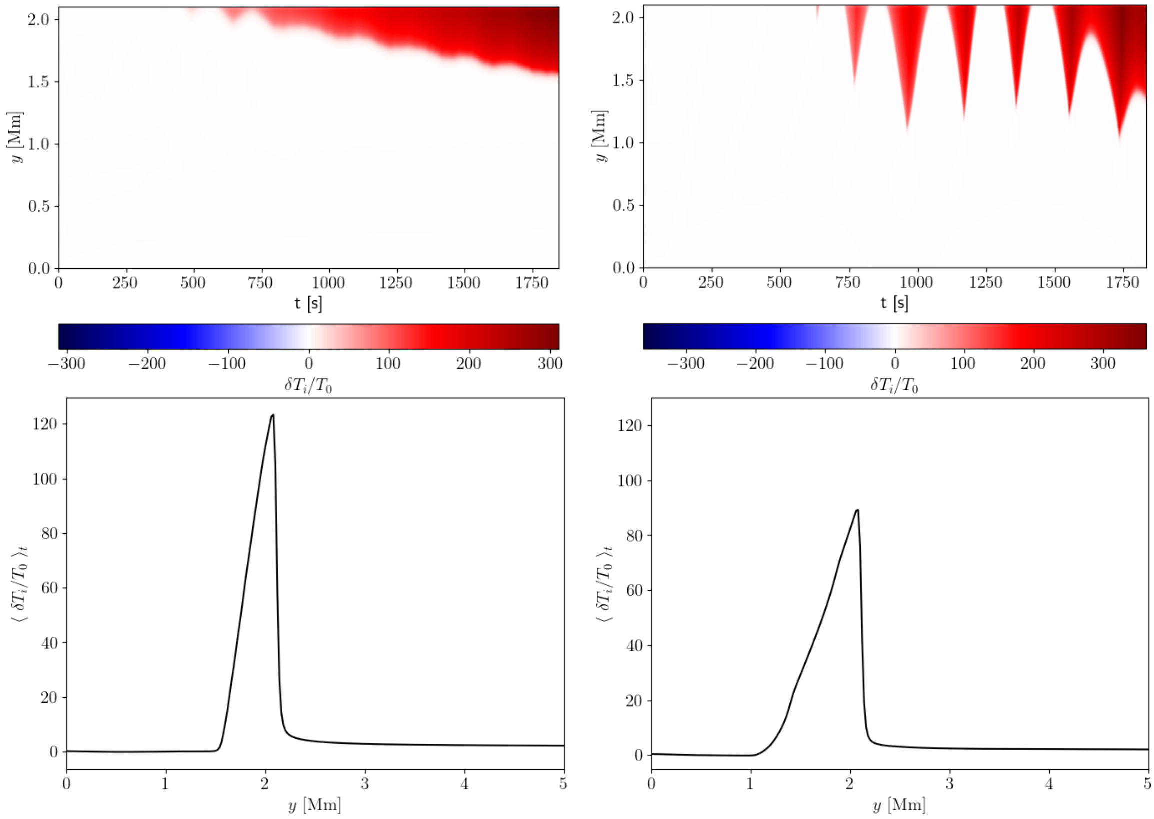


Fig. 4. Vertical profiles of relative perturbed ion temperature $\delta T_{\mathrm{i}}/T$ (top) and averaged-over-time perturbed ion temperature (bottom) without electrons (left) and with electrons (right).

electrons does not significantly increase the amount of heat that is deposited in the atmosphere.

Figure 4 (top panels) shows time–distance plots for the relative perturbed ion temperature $\delta T_{\mathrm{i}}/T$ for simulations without (left) and with electrons (right). The top-left panel shows that $\max(\delta T_{\mathrm{i}}/T)$ is about 300, whereas the top-right plot shows that the maximum value is about 350.

The bottom panels of Fig. 4 show the temporarily averaged perturbed temperature $\langle \delta T_{\mathrm{i}}/T \rangle_{\mathrm{t}}$. In the case of the bottom-left panel, $\langle \delta T_{\mathrm{i}}/T \rangle_{\mathrm{t}}$ reaches a maximum of about 120 in the chromosphere (but higher up it rapidly decreases almost to 0 K). The bottom-right panel reveals a similar trend and shows that the maximum value occurs at the same height but is smaller – about 90. The observed difference in the height at which ion temperature perturbations begin can be attributed to the higher collision frequency at lower heights when electrons are included.

Figure 5 (top panels) presents time–distance plots for the vertical component of the horizontally averaged ion velocity $\left\langle V_{\mathrm{iy}} \right\rangle_x$. The maximum value of the vertical component of the ion velocity in the case without electrons (left panel) is $\max(V_{\mathrm{iy}}) \approx 70\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, while with electrons, it is $\max(V_{\mathrm{iy}}) \approx 55\,\mathrm{km\,s^{-1}}$.

The bottom panels of Fig. 5 show the time-averaged vertical ion velocity, which can be defined as

$$\left\langle V_{\mathrm{iy}} \right\rangle_{\mathrm{tx}} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \left\langle V_{\mathrm{iy}} \right\rangle_x \,\mathrm{d}t, \tag{15}$$

where $t_1 = 0\,\mathrm{s}$ and $t_2 = 5000\,\mathrm{s}$. It is noticeable that in the case without electrons, downflows take place almost in the entire studied area up to $y = 5\,\mathrm{Mm}$, with the minimum velocity value of about $4.1\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ taking place at $y \approx 1$ M. The panel on the right-hand side represents the case in which collisions with electrons were taken into account. Here, net downflows mainly take place, but they turn into upflows with a magnitude that increase with height y while moving from the lower atmosphere to the corona. Its minimum value reaches about $3.9\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ at $y \approx -1.2$ M and the maximum value is approximately $0.9\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ at $y \approx 5$ M.

Additionally, we specify that

$$\Delta V \equiv \left\langle \frac{V_{\mathrm{iy}}}{c_{\mathrm{s}}} \right\rangle_{xty} = \frac{1}{y_2 - y_1} \int_{y_1}^{y_2} \frac{\left\langle V_{\mathrm{iy}} \right\rangle_{xt}}{c_{\mathrm{s}}} \,\mathrm{d}y, \tag{16}$$

where $y_1 = 0\,\mathrm{Mm}$, and $y_2 = 2\,\mathrm{Mm}$ and $c_{\mathrm{s}} \approx 10\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ is the local sound speed. For the case where electron collisions were not considered, $\Delta V = 0.2$, and for the case with electrons, $\Delta V = 0.05$. Equation (16) demonstrates that the Mach number of the generated upflows remains subsonic and does not vary significantly with or without the presence of electrons. This occurs because electrons lose energy through collisions in the lower part of the simulation domain, thereby reducing the energy available for conversion into the kinetic energy of the plasma upflows.

4. Summary and conclusion

Numerical simulations of chromosphere heating and plasma flows were performed in a partially ionized solar atmosphere, with nonadiabatic and nonideal effects taken into account and with electron effects included in the model. The considered model atmosphere was supplemented by spontaneously evolving and self-organizing convection, which excited waves and sheared plasma flows. The energy associated with these processes is dissipated by collisions, magnetic diffusivity, and viscosity, effectively heating the solar plasma and competing with

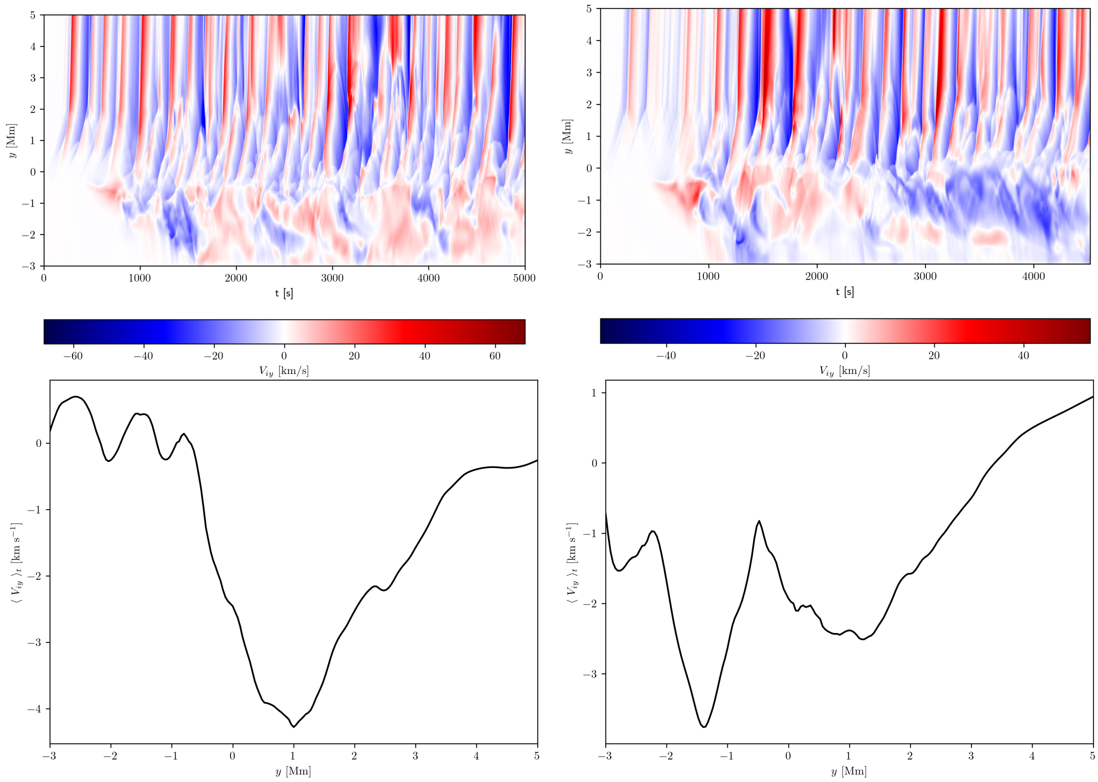


Fig. 5. Time–distance plots for $\langle V_{iy} \rangle_x$ (top) and time-averaged vertical ion velocity (bottom), without electrons (left) and with electrons (right).

radiative and thermal energy losses. This dissipation results in the local heating of the chromosphere.

Compared to the previous study by Murawski et al. (2022), who adopted a model without electron effects, our results show that electrons do not significantly affect the chromosphere heating and plasma outflows. The reason for their negligible effect lies in the physics of collisions and energy transfer within the solar atmosphere. Electrons are less effective in transferring energy through collisions due to their significantly lower mass compared to ions and neutrals. This reduces their ability to heat the plasma and generate significant flows. Conversely, ion–neutral collisions play a dominant role in these processes. They occur more frequently and involve larger energy exchanges, making them crucial for heating the plasma and driving atmospheric flows. Therefore, we conclude that while electrons are present and do contribute to energy transfer, their overall impact is negligible compared to ion–neutral collisions.

Acknowledgements. The original JOANNA code and the modules for the electrons were implemented by Dr. Darek Wójcik. This work was done within the framework of the projects from the Polish National Foundation (NCN) grant No. 2020/37/B/ST9/00184. Numerical simulations were performed on the MIRANDA cluster at Institute of Mathematics of University of M. Curie-Skłodowska, Lublin, Poland. We gratefully acknowledge Poland's high-performance computing infrastructure PLGrid (HPC Centers: ACK Cyfronet AGH) for providing computer facilities and support within computational grant no. PLG/2022/015868. SP acknowledges support from the projects C14/19/089 (C1 project Internal Funds KU Leuven), G.0B58.23N and G.0025.23N (WEAVE) (FWO-Vlaanderen), 4000134474 (SIDC Data Exploitation, ESA Prodex-12), and Belspo project B2/191/P1/SWiM, as well as from SWATNet, a project that has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Sklodowska-Curie grant agreement No 955620.

References

Alharbi, A., Ballai, I., Fedun, V., & Verth, G. 2022, MNRAS, 511, 5274
Aschwanden, M. J. 2005, Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions, 2nd edn. (New York: Praxis Publishing Ltd)
Avrett, E. H. 2003, ASP Conf. Ser., 286, 419
Avrett, E. H., & Loeser, R. 2008, ApJS, 175, 229
Braginskii, S. I. 1965, Rev. Plasma Phys., 1, 205
Brchnelova, M., Kuźma, B., Zhang, F., Lani, A., & Poedts, S. 2023, A&A, 678, A117
Dedner, A., Kemm, F., Kröner, D., et al. 2002, J. Comput. Phys., 175, 645
Durran, D. R. 2010, Numerical Methods for Fluid Dynamics (New York: Springer)
Khomenko, E., Collados, M., Díaz, A., & Vitas, N. 2014, Phys. Plasmas, 21, 092901
Kuźma, B., & Murawski, K. 2018, ApJ, 866, 50
Meier, E. T., & Shumlak, U. 2012, Phys. Plasmas, 19, 072508
Mignone, A., Bodo, G., & Ugliano, M. 2012, Numerical Methods for Hyperbolic Equations, 219
Miyoshi, T., & Kusano, K. 2007, AGU Fall Meeting Abstracts, 2007, SM41A-0311
Murawski, K., Musielak, Z. E., Poedts, S., Srivastava, A. K., & Kadowaki, L. 2022, Ap&SS, 367, 111
Niedziela, R., Murawski, K., & Poedts, S. 2021, A&A, 652, A124
Niedziela, R., Murawski, K., Kadowaki, L., Zaqarashvili, T., & Poedts, S. 2022, A&A, 668, A32
Ofman, L. 2010, Liv. Rev. Sol. Phys., 7, 4
Pelekhata, M., Murawski, K., & Poedts, S. 2021, A&A, 652, A114
Pelekhata, M., Murawski, K., & Poedts, S. 2023, A&A, 669, A47
Toro, E. F., Hidalgo, A., & Dumbser, M. 2009, J. Comput. Phys., 228, 3368
Uchida, Y., & Kaburaki, O. 1974, Sol. Phys., 35, 451
Wójcik, D., Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2018, MNRAS, 481, 262
Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Srivastava, A. K. 2019, ApJ, 884, 127