

Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko–fyzikální fakulta

# DIPLOMOVÁ PRÁCE



**Eva Havlíčková**

## **Modelování pohybů plazmatu v eruptivních protuberancích a ve výronech koronální hmoty**

Astronomický ústav Univerzity Karlovy

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Pavel Kotrč, CSc.

Studijní program: Fyzika

Chtěla bych poděkovat zejména RNDr. Pavlu Kotrčovi, CSc. za trpělivé a příkladné vedení mé diplomové práce. Děkuji také RNDr. Marianu Karlickému, DrSc. a Doc. RNDr. Petru Heinzelovi, DrSc. za velmi cenné rady a připomínky a ostatním členům slunečního oddělení Astronomického ústavu AV ČR za vstřícný přístup. V neposlední řadě bych ráda poděkovala rodině a příteli za velkou podporu během mého studia.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne 5. 4. 2005

Eva Havlíčková

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Protuberance</b>	<b>3</b>
2.1	Základní charakteristika . . . . .	3
2.2	Klidné protuberance . . . . .	4
2.3	Aktivní protuberance . . . . .	5
2.4	Rovnováha klidných protuberancí . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Eruptivní jevy v atmosféře Slunce</b>	<b>8</b>
3.1	Eruptivní protuberance . . . . .	10
3.2	Výrony koronální hmoty . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Pozorování</b>	<b>15</b>
4.1	Pozorování protuberancí . . . . .	15
4.2	Pozorování výronů koronální hmoty . . . . .	17
<b>5</b>	<b>Profil diplomové práce</b>	<b>19</b>
<b>6</b>	<b>Programové vybavení</b>	<b>22</b>
6.1	Možnosti programu . . . . .	22
6.2	Modelování spektra . . . . .	25
6.2.1	Předpoklady . . . . .	25
6.2.2	Výpočty . . . . .	26
<b>7</b>	<b>Spektra modelů</b>	<b>32</b>
7.1	Válec . . . . .	34
7.2	Kužel . . . . .	36
7.3	Elipsoid . . . . .	38
7.4	Spirála . . . . .	38

<b>8 Interpretace vybraných spekter</b>	<b>39</b>
8.1 Eruptivní protuberance z 15. 5. 2000 . . . . .	39
8.2 Výron koronální hmoty z 4. 1. 2002 . . . . .	43
8.3 Protuberance z 1. 6. 1999 . . . . .	45
<b>9 Závěr</b>	<b>48</b>
<b>A Příloha</b>	<b>49</b>
<b>Literatura</b>	<b>80</b>

# Abstrakt

**Název práce:** *Modelování pohybů plazmatu v eruptivních protuberancích a ve výronech koronální hmoty*

**Autor:** *Eva Havlíčková*

**Katedra (ústav):** *Astronomický ústav Univerzity Karlovy*

**Vedoucí diplomové práce:** *RNDr. Pavel Kotrč, CSc., Astronomický ústav Akademie věd České republiky*

**e-mail vedoucího:** *pkotr@asu.cas.cz*

**Abstrakt:** *Optická spektroskopie eruptivních protuberancí často ukazuje na velmi složité pohyby struktur promítajících se na štěrbinu spektrografu. Analýzou spekter získáváme přímé informace o kinematice pohybu a s uvážením silových polí můžeme též studovat dynamiku těchto pohybů. Jevy lze v jednodušších případech modelovat a porovnávat s archivními spektry, ve kterých se objevují rozmanité spektrální obrazce. V diplomové práci jsou ukázány modely struktur tvaru válce, kužele, elipsoidu a spirály. Tyto modely lze natáčet vůči pozorovateli a je možné měnit jejich geometrické a pohybové parametry. Pro ně typické spektrální obrazce jsou porovnávány s reálnými spektry a pohybové a geometrické parametry modelů jsou vyvozovány.*

**Klíčová slova:** *spektrální obrazec, model, protuberance*

# Abstract

**Title:** *Modeling of plasma motions in eruptive prominences and coronal mass ejections*

**Author:** *Eva Havlíčková*

**Department:** *Astronomical Institute of Charles University*

**Supervisor:** *RNDr. Pavel Kotrč, CSc., Astronomical Institute Academy of Sciences of the Czech Republic*

**Supervisor's e-mail address:** *pkotrc@asu.cas.cz*

**Abstract:** *The optical spectroscopy of eruptive prominences often indicates very intricate motions of the structures projected to the spectrograph slit. Spectral analysis provides direct information about the structure kinematics. Considering the force fields also reveals the dynamical aspects of the structures. Simpler phenomena can be simulated and compared with archive spectra which often show various peculiarities. Diploma thesis shows four elementary structure models - a cylinder, a cone, an ellipsoid and a spiral. These models can be rotated arbitrarily to the line of sight and their geometric and kinetic parameters can be changed. Typical spectral features are compared with real spectra and kinetic and geometric parameters are deduced.*

**Keywords:** *spectral feature, model, prominence*

# Kapitola 1

## Úvod

Podstatnou část výzkumu slunečního oddělení Astronomického ústavu AV ČR v Ondřejově tvoří studium aktivních jevů na Slunci, jako jsou sluneční erupce a protuberance. Kromě pozorování těchto jevů v různých oborech spektra a následné analýzy a interpretace získaných dat, je nedílnou součástí výzkumu vytváření teoretických představ o aktivních procesech na Slunci.

Aktivita Slunce určuje mnohé procesy v magnetosféře Země. Způsobuje poruchy ve slunečním větru a je zodpovědná za magnetické bouře, které mohou mít vážný dopad na družice a pozemní komunikační systémy. V posledních letech výrazně vzrostl zájem o studium erupcí, eruptivních protuberancí a výronů koronální hmoty, které jsou považovány za rozhodující pojítka mezi sluneční činností a procesy na Zemi.

Eruptivní protuberance a výrony koronální hmoty patří k nejdynamičtějším jevům v atmosféře Slunce. V současnosti vzniká řada teoretických modelů, jejichž snahou je objasnit příčiny vzniku a mechanismus vývoje těchto eruptivních událostí, nicméně spousta otázek zůstává stále nezodpovězena.

Jedním z možných způsobů pozorování zářícího plazmatu v těchto útvarcích je klasická spektroskopie. Ve spektru se objevují rozmanité obrazce vypovídající o rychlostech a způsobu pohybu plazmatu. Cílem diplomové práce je seznámit se s problematikou pohybů plazmatu v eruptivních protuberancích a výronech koronální hmoty, vyvinout výpočetní program pro jednoduché modelování pohybů plazmatu, který by vedl k zjednodušení interpretace spektrálních obrazců, a s jeho pomocí analyzovat vybrané příklady jevů.

Úvodní část diplomové práce směřuje k tomu, aby si čtenář utvořil základní představu o současném teoretickém výzkumu a možnostech pozorování eruptivních protuberancí a výronů koronální hmoty. V rámci této části je nejprve pojednáno o slunečních protuberancích obecně (kapitola 2). Kapitola 3 se zabývá samotnými eruptivními jevy v atmosféře Slunce. Kapitola 4 stručně

rekapituluje pozorování těchto jevů v historii a především uvádí současné možnosti pozorování. V kapitole 5 je podrobněji rozepsán cíl diplomové práce. Následuje popis programového vybavení (kapitola 6), získané výsledky (kapitola 7) a analýza vybraných příkladů spekter (kapitola 8).

V případě některých odborných názvů uvedených v diplomové práci není česká terminologie ustálená nebo vůbec neexistují české ekvivalenty anglických termínů. V některých případech jsem použila přímý překlad do češtiny, v jiných se mi zdálo vhodnější ponechat anglické názvy.



# Kapitola 2

## Protuberance

Protuberance jsou vedle erupcí nejpozoruhodnějšími a nejnápadnějšími projevy sluneční aktivity. Vznikají jak nad aktivními oblastmi slunečního povrchu, tak mezi nimi. Jejich název je odvozen z latinského slova *protuberantia*, které v překladu znamená výčnělek.

### 2.1 Základní charakteristika

Plazma obsažené v protuberancích je mnohem chladnější než okolní koróna ve stejné výšce a také jeho hustota je mnohem vyšší. Teploty řádu  $10^3$  K a hustoty vodíku řádu  $10^{11}$   $\text{cm}^{-3}$  odpovídají chromosférickým hodnotám. V koróně dosahuje teplota řádově  $10^6$  K a hustota vodíku  $10^8$   $\text{cm}^{-3}$  [11]. V grafu na obrázku 2.1 je znázorněn průběh teploty a hustoty ve sluneční atmosféře. Struktury plazmatu tvořící protuberanci obvykle dosahují výšky 15000 až 100000 km od povrchu Slunce, avšak pozorují se i protuberance, jejichž výška činí stovky tisíc kilometrů. V tom případě jde o tzv. eruptivní protuberance.

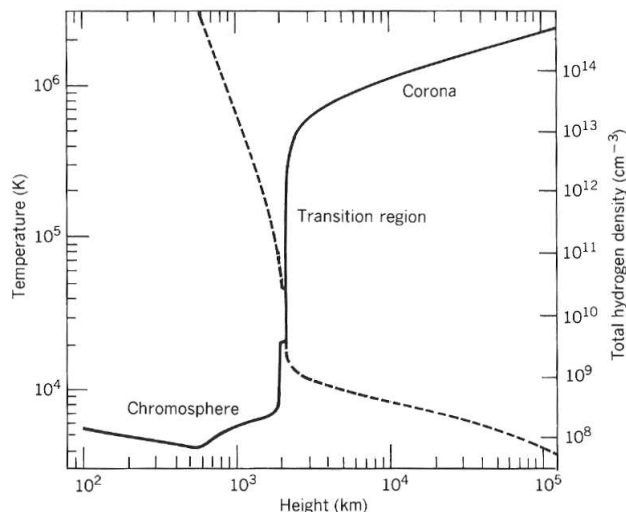
Důležitým faktorem vypovídajícím o charakteru pohybu plazmatu je magnetické Reynoldsovo číslo

$$R_m = \frac{vl}{\eta}. \quad (2.1)$$

V rovnici 2.1 je  $v$  rychlost pohybu plazmatu,  $l$  typická škála a  $\eta$  magnetická difuzivita, kterou lze vyjádřit vztahem

$$\eta = \frac{1}{\mu\sigma}, \quad (2.2)$$

kde  $\mu$  je permeabilita a  $\sigma$  elektrická vodivost. Ve sluneční atmosféře jsou pozorované škály  $l$  tak velké, že i pro nejmenší pozorovanou rychlost  $v$  dosahuje magnetické Reynoldsovo číslo obrovských hodnot řádu  $10^5$  až  $10^{13}$



Obrázek 2.1: Průběh teploty (plnou čarou) a hustoty vodíku (čárkovaně) ve sluneční chromosféře a koróně v závislosti na výšce nad fotosférou. Převzato z [7].

[7]. Také pro nejmenší pozorovanou vodivost  $\sigma$  ve sluneční atmosféře a typickou škálu  $l$  a rychlost  $v$  je magnetické Reynoldsovo číslo velmi vysoké [32]. Velké hodnoty magnetického Reynoldsova čísla ( $R_m \gg 1$ ) znamenají, že difúze plazmatu napříč magnetickým polem je zanedbatelná a magnetické siločáry jsou tzv. “zamrzlé” do plazmatu. Forma a pohyb protuberancí jsou úzce spjaty s magnetickým polem, odhalují jeho strukturu a vývoj. Studium protuberancí hraje důležitou roli v relativně novém odvětví – magnetohydrodynamice.

Protuberance mohou mít různý charakter. Mohou se značně lišit tvarem, velikostí, rychlostí pohybu a dobou trvání. Je užitečné rozlišovat dva hlavní typy protuberancí, klidné a aktivní.

## 2.2 Klidné protuberance

Klidné protuberance přetrvávají mnoho týdnů. Jsou velmi stabilní, vyvíjejí se pomalu bez výrazných a prudkých změn. I přesto se však plazma v klidných protuberancích pohybuje rychlostmi řádu několika  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ . Teplota se v klidných protuberancích pohybuje od 4300 K výše, průměrná hodnota je kolem 6500 K a magnetické pole dosahuje síly 1 až 10 mT [10, 32].

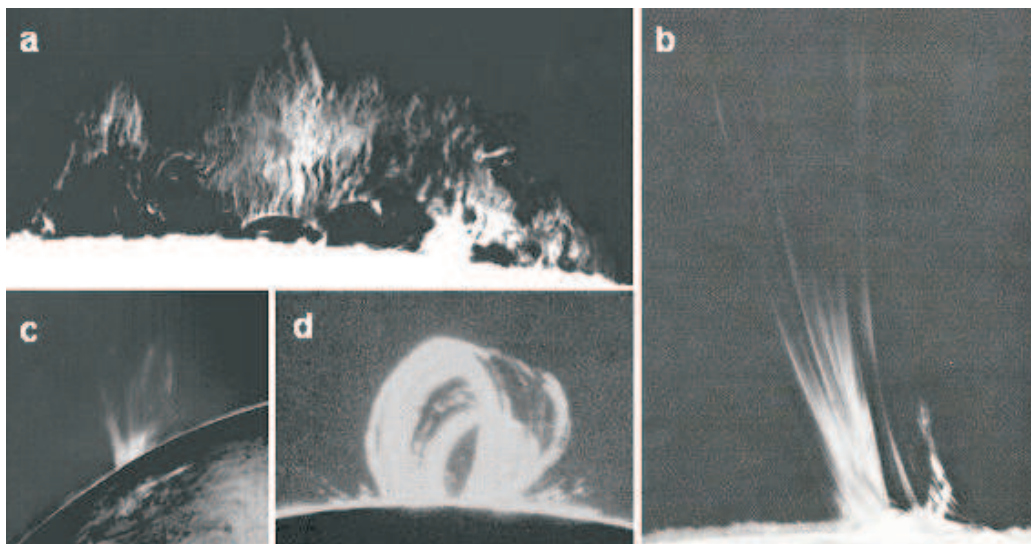
Klasickým příkladem klidné protuberance je tzv. *hedgerow* protuberance, připomínající svým vzhledem živý plot (obr. 2.2 a). Je to nejstabilnější typ

protuberance.

## 2.3 Aktivní protuberance

Aktivní protuberance jsou spojeny s aktivními oblastmi slunečního povrchu, zejména se slunečními erupcemi. Jejich struktura se mění v průběhu několika minut až hodin a plazma se v těchto útvarech pohybuje rychlostmi řádově 10 až 100 km · s<sup>-1</sup>. Typická hodnota teploty v aktivních protuberancích je kolem 10000 K a síla magnetického pole obecně přesahuje 10 mT [7, 32]. Pro srovnání, ve výšce, kde se protuberance obvykle vyskytují, je síla magnetického pole okolní koróny 1-3 mT. Výška aktivních protuberancí nad povrchem Slunce je obecně mnohem menší než v případě klidných protuberancí.

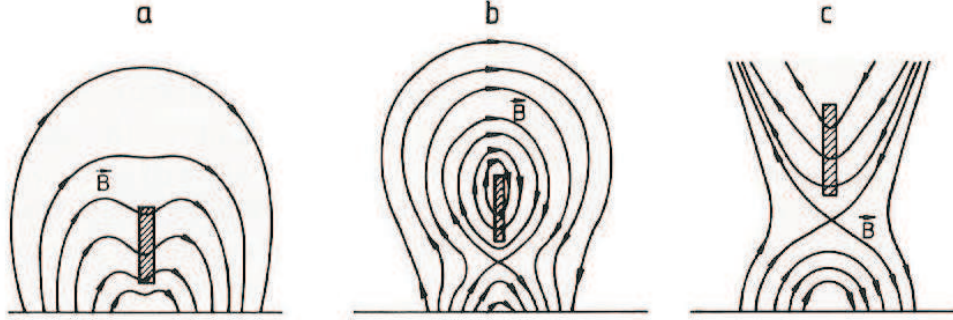
Dalšími typy protuberancí jsou různé druhy rychlých výtrysků hmoty. Ty, které jsou soustředěné do jednoho směru, se v mezinárodní terminologii označují jako protuberance typu *surge* (obr. 2.2 b). Pro výtrysky rozptýlené do mnoha směrů se používá termín *spray* (obr. 2.2 c). Tyto útvary většinou signalizují příchod sluneční erupce. Dalším typem protuberancí pozorovaných v oblastech slunečních erupcí jsou poerupční smyčky (obr. 2.2 d). Ty se objevují v posledních fázích nebo po skončení slunečních erupcí. Materiál se většinou pohybuje po obou stranách smyčky směrem dolů k povrchu Slunce. Někteří autoři, například Foukal [7], řadí protuberance typu *surge*, *spray* a smyčkové protuberance mezi aktivní protuberance, jiní je kategorizují zvlášť.



Obrázek 2.2: Sluneční protuberance typu *hedgerow* (a), *surge* (b), *spray* (c) a smyčková protuberance (d). Snímky převzaty z [46, 47, 7].

## 2.4 Rovnováha klidných protuberancí

Klidné protuberance jsou stabilní po velmi dlouhou dobu až několika otoček Slunce kolem své osy. Způsob zavěšení protuberance v atmosféře Slunce a strukturu magnetických siločar popisují modely znázorněné v obrázku 2.3.



Obrázek 2.3: Modely zavěšení protuberance v magnetickém poli Slunce. Převzato z [32].

Ve všech modelech jsou magnetické siločáry zakotveny do fotosféry a spojují dvě opačné polaroty magnetického pole. Protuberance, která je na obrázku znázorněna vyšrafovaným obdélníkem, kopíruje neutrální linii mezi dvěma polaritami. První konfigurace (obr. 2.3 a) je model Kippenhahna a Schlütera (1957). Horizontální magnetické pole je mírně stlačeno vahou protuberance, která je v atmosféře držena díky rovnováze Lorentzovy a gravitační síly. Ve směru  $z$  (kolmo k povrchu Slunce) můžeme psát rovnici magneto-hydrostatické rovnováhy ve tvaru

$$-\frac{dp}{dz} - \rho g + (\vec{j} \times \vec{B})_z = 0. \quad (2.3)$$

V rovnici 2.3 lze zanedbat gradient tlaku, protože v atmosféře Slunce je tlak  $p$  velmi malý ve srovnání s tlakem magnetického pole  $\frac{B^2}{2\mu}$  (plazmový parametr  $\beta = \frac{2\mu p}{B^2}$  je malý) [32]. Model Kippenhahna a Schlütera dobře popisuje klidné protuberance, které dosahují výšky menší než 30000 km. Struktura magnetického pole protuberancí sahajících do větších výšek je naopak konzistentní s modely uvedenými v obrázku 2.3 b (Kuperus a Raadu 1974) a 2.3 c (Malherbe a Priest 1983).

Rovnováha klidných protuberancí může být narušena vznikem nestability v magnetickém poli, do kterého je protuberance vnořena. Ztráta stability vede k eruptivní události, při které dojde v krátkém časovém okamžiku

k rychlému vymrštění plazmatu směrem vzhůru od povrchu Slunce. Tento jev se označuje jako eruptivní protuberance. Celý proces začíná aktivací, která je charakterizována zejména zrychlením pohybu hmoty [32]. Destabilizace struktur a eruptivní jevy jsou podrobněji diskutovány v následující kapitole.

Někdy se pozorují náhlá zmizení klidných protuberancí označovaná mezinárodním termínem *disparition brusque*. Občas se během hodin až dnů zformuje na stejném místě nová protuberance. Tato náhlá zmizení mohou mít buď termální nebo dynamický původ [33]. Dynamického původu jsou právě zmizení ve formě eruptivních protuberancí.

# Kapitola 3

## Eruptivní jevy v atmosféře Slunce

Magnetické pole v atmosféře Slunce se skládá ze dvou složek. Jedna složka je přisuzována podfotosférickým proudům. Tato část magnetického pole je potenciální, tzn. že existuje potenciál  $\Phi$  takový, že  $\vec{B} = -\nabla\Phi$ . Druhá část magnetického pole je generována proudy, které se vyskytují přímo ve sluneční atmosféře [32].

Pro popis aktivních jevů v atmosféře Slunce z energetického hlediska je možné použít energii magnetického pole

$$E_{mag} = \int_V \frac{B^2}{2\mu_0} dV, \quad (3.1)$$

respektive její vývoj v průběhu procesu. Nevýhoda popisu tkví v tom, že převážná část energie magnetického pole přísluší podfotosférickým proudům a tato část energie zůstává během procesu konstantní [13]. K popisu aktivních dějů se proto zavádí magnetická helicity daná vztahem

$$H = \int_V \vec{A} \vec{B} dV, \quad (3.2)$$

kde  $\vec{A}$  je vektorový potenciál magnetického pole  $\vec{B}$ ,

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \quad (3.3)$$

Na jedné straně helicity popisuje část energie magnetického pole, která může být během aktivního děje disipována a na straně druhé je přímo spojená se stočením siločar magnetického pole, což ostatně vyjadřuje i její název. Čím více jsou siločary magnetického pole zkroucené, tím větší množství energie

může struktura pojmout a uvolnit. Spirální struktury jsou proto velkým akumulátorem energie a tvoří dobrou základnu pro eruptivní jevy. Pokud totiž v takové struktuře dojde ke vzniku nestability magnetického pole, může to mít za následek uvolnění obrovského množství energie a vyvržení struktury ve formě eruptivní protuberance či výronu koronální hmoty.

Vektorové pole  $\vec{A}$ , které určuje magnetické pole  $\vec{B}$  vztahem 3.3, není jednoznačné. Je snadné se přesvědčit, že kalibrační transformace

$$\vec{A}' = \vec{A} - \nabla\Phi \quad (3.4)$$

ponechává  $\vec{B}$  beze změny. Dále lze ukázat, že helicity zavedená vztahem 3.2 je invariantní vůči kalibrační transformaci 3.4, pouze pokud všude na hranici objemu  $V$  je normálová složka vektoru  $\vec{B}$  nulová. Použití helicity je smysluplné, pokud je magnetické pole  $\vec{B}$  plně obsažené v objemu  $V$ , a to ve sluneční atmosféře není splněno. Proto se pracuje s relativní helicitou

$$H_r = \int_V \vec{A} \vec{B} dV - \int_V \vec{A}_0 \vec{B}_0 dV, \quad (3.5)$$

kde  $\vec{B}_0$  je potenciální magnetické pole se stejnou okrajovou podmínkou jako  $\vec{B}$  a  $\vec{A}_0$  je odpovídající vektorový potenciál,

$$\vec{B}_0 = \nabla \times \vec{A}_0. \quad (3.6)$$

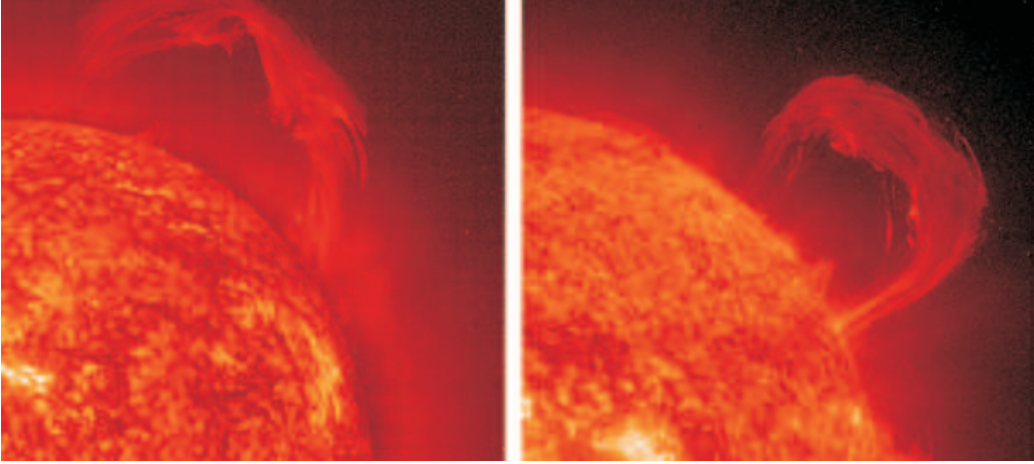
Takto zavedená relativní helicity je invariantní vůči kalibrační transformaci, je tedy zavedena jednoznačně a lze ji použít pro praktické účely. K popisu vývoje systému se využívá časová derivace relativní helicity

$$\frac{dH_r}{dt} = 2 \int_S (\vec{A}_0 \cdot \vec{v}) \vec{B} d\vec{S} - 2 \int_S (\vec{A}_0 \cdot \vec{B}) \vec{v} d\vec{S}, \quad (3.7)$$

kde  $\vec{v}$  je rychlost pohybu plazmatu. Poslední člen na pravé straně rovnice 3.7 představuje přímý vtok nebo výtok helicity. Na zvýšení helicity se značně podílí tzv. stříhový pohyb zakotvení magnetických siločar ve fotosféře. Jde o pohyb paralelní s povrchem Slunce a jednou z jeho příčin je sluneční diferenciální rotace. V rovnici 3.7 je reprezentován prvním členem pravé strany. Stříhový pohyb je zahrnut v mnoha teoretických modelech, kde řídí destabilizaci struktury. Mechanismus spuštění erupce stejně jako dynamika vyvržení struktury jsou v dnešní době atraktivním předmětem bádání. Jejich studium by mohlo vést k lepšímu pochopení aktivních jevů ve sluneční atmosféře. O helicitě blíže pojednává například Berger [2, 3], Nindos a kol. [18], DeVore [5] a Démoulin a kol. [4].

### 3.1 Eruptivní protuberance

Eruptivní protuberance (obr. 3.1) jsou struktury plazmatu expandující směrem vzhůru od povrchu Slunce. Časové škály události jsou řádově několik hodin. Během této doby dosahují eruptivní protuberance výšky až 1 milion kilometrů nad povrchem Slunce a jejich rychlost činí až  $1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ .



Obrázek 3.1: Vlevo eruptivní protuberance ze dne 28. 3. 2002, vpravo eruptivní protuberance ze dne 14. 9. 1999, obě pořízené dalekohledem EIT. Převzato z [44].

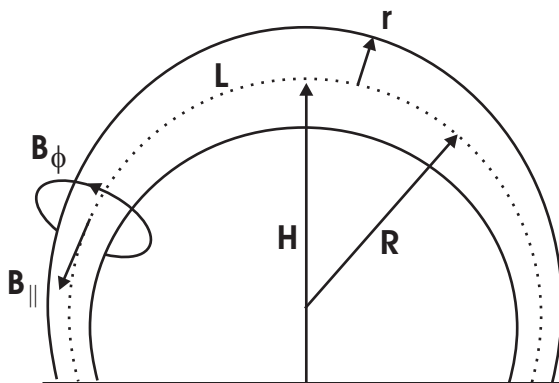
Eruptivní protuberance mají obvykle podobu oblouku zakotveného do fotosféry a jejich vnitřní struktura často vykazuje spirální tvar. V teoretických studiích se pro jejich popis používá model spirálovité smyčky znázorněné v obrázku 3.2. Magnetické pole je tvořeno azimutální komponentou  $B_\phi$  a axiální komponentou  $B_\parallel$  rovnoběžnou s osou smyčky. Míru zkroucení smyčky lze popsat vztahem

$$\Phi = \frac{LB_\phi}{rB_\parallel}, \quad (3.8)$$

kde  $L$  je délka smyčky a  $r$  její poloměr. Pro tuto veličinu se v anglické terminologii používá název *twist*. Za příčinu erupce se považuje spontánní MHD nestabilita, která nastane překročením určité kritické hodnoty  $\Phi_{crit}$ . Jinou alternativou může být nestabilita vyvolaná vnějšími faktory, například vyořením magnetického toku [23].

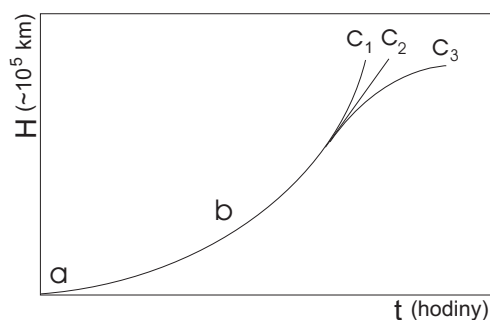
Typické chování eruptivní protuberance je znázorněno v obrázku 3.3. Proces erupce lze charakterizovat několika fázemi. V přederupční fázi (obrázek 3.3 a) protuberance pomalu stoupá s přibližně konstantní rychlostí řádu 1 až  $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ . Její spleťtá struktura se zjednodušuje a objevují se spirální





Obrázek 3.2: Model eruptivní protuberance.

tvary. Míra zkroucení  $\Phi$  vzrůstá. Na druhé straně má však míra zkroucení tendenci opět klesat v důsledku natahování protuberance při stoupavém pohybu. Protuberance prochází sérií kvazistacionárních stavů. V určité výšce dojde k překročení kritické hodnoty  $\Phi_{crit}$ . Pohyb protuberance směrem od povrchu Slunce se začne náhle zrychlovat (obr. 3.3 b) a její rychlost vzrůstá k několika stovkám  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ . Po celou dobu erupce je stoupající pohyb protuberance obvykle doprovázen radiální expanzí a snižováním hodnoty  $\Phi$ . Proces snižování  $\Phi$  se v anglické odborné literatuře označuje jako tzv. *detwisting*. Ve třetí fázi (obr. 3.3 c) se obvykle rychlost stává konstantní, někdy však protuberance pokračuje v akceleraci a někdy dokonce začne zpomalovat. Chování eruptivních protuberancí podrobně studoval Roša a kol. [31], Vršnak [34, 35, 36] a Vršnak a kol. [39].



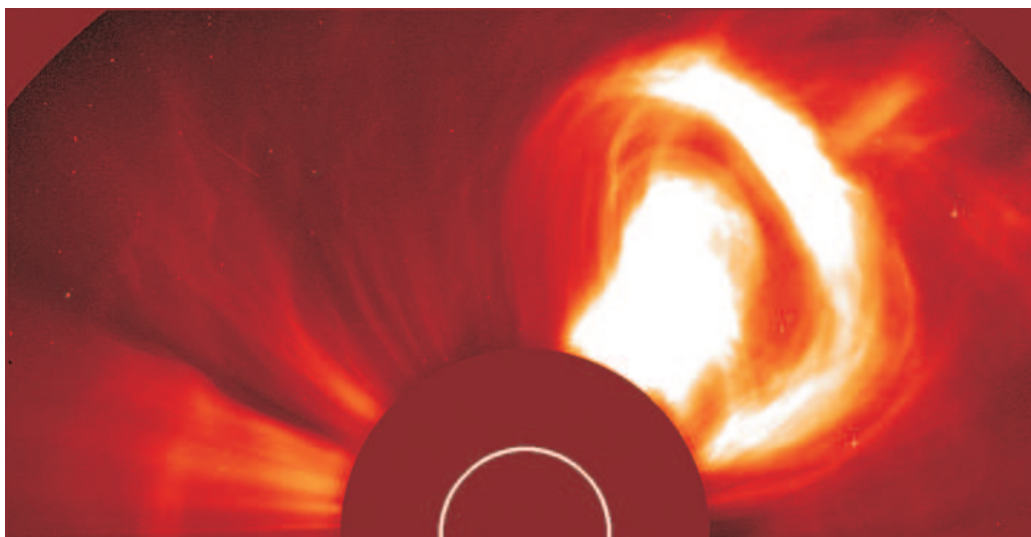
Obrázek 3.3: Typická závislost výšky eruptivní protuberance na čase.

Dynamikou a vývojem eruptivních protuberancí a otázkami stability se zabývá celá řada studií. Z nich jmenujme například Chen [12] a Vršnak a kol. [37, 38]. Priest [22] uvádí jeden jednoduchý model, který spojuje zrychlení smyčky s nerovnováhou mezi azimutálním a axiálním magnetickým po-

lem. Díky zakřivení smyčky jsou na vnitřní straně siločáry azimutálního pole stlačené blíže k sobě a azimutální magnetické pole je zde silnější než na vnější straně smyčky. Vzniklý gradient magnetického tlaku vede k expanzi smyčky směrem proti napětí siločar axiálního magnetického pole. S expanzí smyčky roste kromě jejího poloměru křivosti i její tloušťka.

## 3.2 Výrony koronální hmoty

Výrony koronální hmoty (obr. 3.4) jsou obrovské struktury plazmatu a magnetického pole vyvržené ze Slunce do heliosféry. Většinou se podobají rozměrným bublinám či smyčkám. V mezinárodní terminologii se tyto útvary označují zkratkou *CME*, která je odvozena z anglického názvu *Coronal Mass Ejection*. Ve starší literatuře se však můžeme setkat s dříve užívaným názvem *Coronal transients*. Typické rychlosti plazmatu se v takovýchto strukturách pohybují mezi 100 až 2000 km · s<sup>-1</sup> a jejich hmotnost bývá odhadována na 10<sup>15</sup> až 10<sup>16</sup> g. Základní charakteristiky výronů koronální hmoty popsal například Pick a kol. [21] a Webb [40].



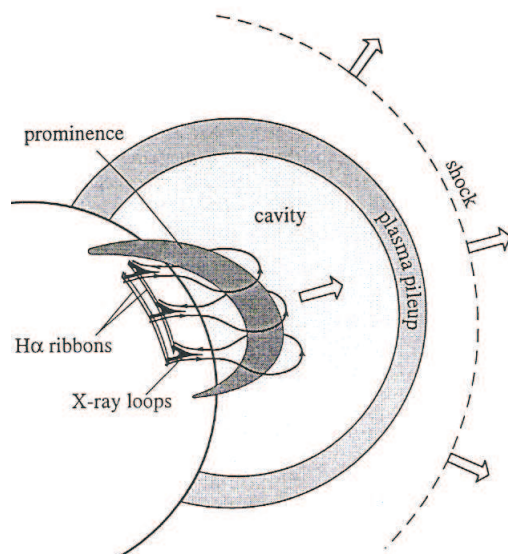
Obrázek 3.4: Výron koronální hmoty ze dne 2. 12. 2002 pořízený koronografem LASCO. Převzato z [44].

Výskyt koronálních výtrysků závisí na stupni sluneční aktivity. V minimu sluneční činnosti můžeme očekávat jeden výtrysk týdně, zatímco v maximu to může být až několik denně.

Výrony koronální hmoty způsobují významné poruchy ve slunečním větru a v magnetosféře Země a mohou mít drtivý dopad na komunikační a navigační

systemy. Jsou považovány za poslední mechanismus v řetězci procesů, které přenášejí magnetický tok a helicitu ze Slunce do meziplanetárního prostoru. Na druhé straně jsou často spojeny s výskytem eruptivních protuberancí a erupcí, ale mohou se objevit i v místech s absencí povrchové aktivity. Úzká souvislost mezi výrony koronální hmoty a eruptivními protuberancemi přitahuje v současné době mnoho pozornosti, nicméně přesný vztah mezi těmito dvěma fenomény není dosud zcela jasný.

Výrony koronální hmoty se často objevují jako trojdílné struktury skládající se ze světlé vnější smyčky, následované tmavou koronální dutinou a světlým jádrem (obr. 3.5). Jádro je složeno z hustého materiálu a svědčí o předcházející eruptivní protuberanci. Pozorování ukazují, že se tyto tři komponenty vyskytují zejména v dolní koróně během počátečních fází vývoje výtrysku. Dobrým příkladem takové struktury je výron koronální hmoty zachycený v obrázku 3.4. Kromě výronů, které vykazují typickou třídílnou strukturu však byly identifikovány i jiné typy.



Obrázek 3.5: Typická trojdílná struktura výronů koronální hmoty. Převzato z [6].

Z kinematického hlediska lze výrony koronální hmoty rozdělit do dvou tříd. Do první třídy spadají struktury s vysokou rychlostí a téměř nulovou akcelerací. Mnoho z nich je spojeno se slunečními erupcemi. Druhá skupina zahrnuje struktury, které se na začátku vývoje pohybují nízkými rychlostmi, a v průběhu vývoje se jejich pohyb zrychluje. Velikost zrychlení se liší od jedné struktury k druhé a může dosáhnout hodnot až  $30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ . Do této kategorie spadají výrony spojené s erupcemi klidných protuberancí.

V nedávné době bylo vytvořeno mnoho teoretických modelů, jejichž snahou je vysvětlit příčinu vzniku výronů koronální hmoty a najít mechanismus, který řídí jejich pohyb. Některé modely uvádí například Pick a kol. [21], Amari a kol. [1], Forbes [6] a Chen [12]. Každý z modelů obsahuje určité charakteristické rysy, které mohou být nalezeny v pozorování, nicméně žádný z nich nevysvětluje celou varietu pozorovaných událostí. Současné modely opustily představu struktury hnané gradientem tlaku plazmatu a uvažuje se magnetický původ řídicího mechanismu [21, 7]. Za příčinu vzniku eruptivních útvarů se pokládá ztráta stability magnetického pole. Otázky, které se týkají podstaty výronů koronální hmoty, snad v brzké době pomůže zodpovědět připravovaná mise STEREO.

# Kapitola 4

## Pozorování

### 4.1 Pozorování protuberancí

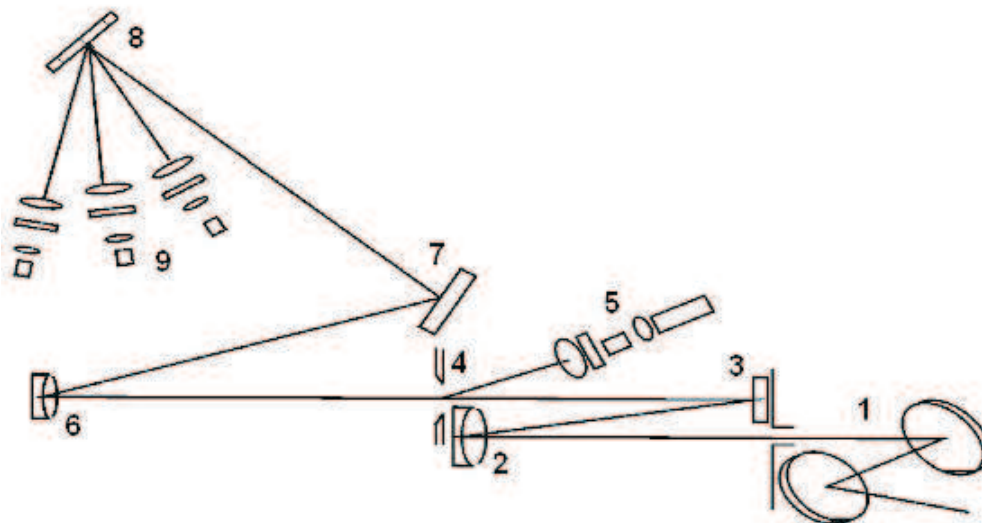
Viditelný povrch Slunce je reprezentovaný fotosférou, ve které se vytváří spojité sluneční spektrum. Tato část atmosféry se pozoruje v bílém světle. Chromosféra přispívá velmi slabě k celkovému záření slunečního disku. Mimo úplné zatmění Slunce je možné ji pozorovat úzkopásmovými filtry propouštějícími velmi úzkou část spektra, shodnou s vlnovou délkou čar, v nichž chromosféra září.

Protuberance byly objeveny při úplném zatmění Slunce v roce 1842. Mimo úplné zatmění lze protuberance pozorovat spektroskopicky, a to ve světle čar, v nichž září. O rozvoj spektroskopického pozorování se zasloužil P. J. Janssen, který mimo jiné v roce 1868 objevil ve sluneční atmosféře do té doby neznámý prvek helium. Spektroskopické studie ukázaly, že spektrum protuberancí je velmi podobné chromosférickému. Je složeno převážně z čar Balmerovy série vodíku, H a K čar ionizovaného vápníku a D<sub>3</sub> čáry hélia [20].

Chromosféra se nejčastěji pozoruje přes úzkopásmový H $\alpha$  filtr, jehož šířka propustnosti leží obvykle mezi 0,5 až 0,7 Å. Protuberance se nad slunečním okrajem pozorují v emisi a vyžadují H $\alpha$  filtr, jehož pásmo propustnosti může být 3 až 6 Å. Větší šířka pásma propustnosti se u protuberancí volí kvůli velkým rychlostem pohybu v protuberancích. Na slunečním disku pozorujeme protuberance jako tmavé filamenty, protože absorbují záření přicházející zespod a reemitují ho ve všech směrech. Aby byly filamenty na pozadí zářícího slunečního disku dobře viditelné, používá se k jejich pozorování úzkopásmový filtr s pásmem propustnosti pod 1 Å [17].

Ke spektroskopickému pozorování slunečních erupcí a protuberancí se v Ondřejově do roku 2004 využíval mnohokamerový optický spektrograf. Byl sestaven v padesátých letech 20. století a v devadesátých letech rekonstruován

tak, aby mohly být využívány CCD detektory. Jeho popis uvádí Kotrč [16]. Spektrograf využíval dalekohled s průměrem zrcadla 230 mm a ohniskovou vzdáleností 1350 cm. Optický systém spektrografu a dalekohledu je zachycen v obrázku 4.1. Světlo procházející optickým systémem dalekohledu je



Obrázek 4.1: Optický systém mnohakamerového spektrografu v Ondřejově. 1 - celostat, 2 - sférické zrcadlo dalekohledu, 3 a 7 - rovinná zrcadla, 4 - štěrbinu spektrografu, 5 a 9 - CCD kamery, 6 - kolimátor, 8 - difrakční mřížka. Převzato z [45].

nasměrováno na štěrbinu spektrografu o šířce  $53 \mu\text{m}$ , která se nachází v ohniskové rovině dalekohledu [15]. Záření procházející štěrbinou je usměrněno kolimátorem a dopadá na difrakční mřížku o velikosti  $90 \times 100 \text{ mm}^2$  s 600 vrypů na mm. Jako koncové detekční zařízení slouží několik CCD kamer umístěných na vybraných spektrálních čarách. Jedna CCD kamera současně snímá příslušnou oblast slunečního disku přes úzkopásmový  $\text{H}\alpha$  filtr. Signál ze CCD kamer je nahráván pomocí videorekordéru s frekvencí 25 snímků za sekundu a později může být osmibitově převeden do digitální formy. Výsledkem jsou snímky ve FITS formátu obsahující několik spektrálních výřezů a odpovídající oblast na Slunci, která se promítá na štěrbinu spektrografu. FITS (Flexible Image Transport System) je standardizovaný formát užívaný pro ukládání astronomických dat. Teoretické prostorové rozlišení spektrografu je  $\leq 1''$ , ale prakticky je nižší, a to v závislosti na pozorovacích podmínkách. Pracovní rozsah spektrografu leží mezi  $8542 \text{ \AA}$  ( $\text{CaII}$ ) a  $3870 \text{ \AA}$  ( $\text{K CaII}$ ). Velkou výhodou tohoto zařízení je možnost sledovat spektrum v několika spektrálních čarách současně. Výčet spektrálních čar,

na kterých spektrograf pracuje je uveden v tabulce 4.1.

Spektrální čára	Vlnová délka
CaII	8542 Å
H $\alpha$	6563 Å
H $\beta$	4861 Å

Tabulka 4.1: Pracovní spektrální oblasti mnohokamerového ondřejovského spektrografu.

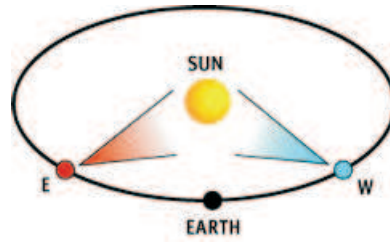
## 4.2 Pozorování výronů koronální hmoty

První doklad existence výronů koronální hmoty pochází z počátku sedmdesátých let 20. století. Až do třicátých let bylo možné korónu pozorovat pouze krátkou dobu, v okamžiku úplného zatmění Slunce. V roce 1930 byl sestrojen první koronograf (B. Lyot). Je to přístroj, používaný společně s dalekohledem, který pomocí kruhové clony vytváří umělé zatmění Slunce. Odcloňením světla slunečního disku a vyloučením vlivu světla rozptýleného na objektivu koronografu je pak možné pozorovat velmi slabé záření koróny.

Výrony koronální hmoty jsou nejlépe vidět v bílém světle pomocí koronografů umístěných na kosmických observatořích. Z historie jmenujme např. OSO 7 (Orbiting Solar Observatory) zodpovědnou za objev koronálních výtrysků, SMM (Solar Maximum Mission), Skylab, Solwind a Helios. V současné době se na sledování výronů koronální hmoty velmi významně podílí koronograf LASCO (Large Angle and Spectrometric COronograph) umístěný na sondě SOHO, která byla vypuštěna v roce 1995. Byl sestrojen se záměrem zodpovědět otázky týkající se zahřívání koróny, urychlování slunečního větru a příčin vzniku výronů koronální hmoty. LASCO je soustava tří koronografů C1, C2 a C3, které snímají sluneční korónu od 1,1 do 32 poloměrů Slunce  $R_{\odot}$ . Koronograf C3 pořídil svůj první snímek na konci roku 1995 a koronografy C1 a C2 na začátku roku 1996. Koronograf C1 se v roce 1998 odmlčel. Koronografy C2 a C3 (1,7-6  $R_{\odot}$  a 3,7-32  $R_{\odot}$ ) snímají korónu v bílém světle a koronograf C1 (1,1-3  $R_{\odot}$ ) poskytoval pozorování na různých vlnových délkách, zejména na čarách FeXIV (5303 Å) a FeX (6376 Å) [21, 41].

Nadějným projektem je připravovaná mise STEREO (Solar TERrestrial RELations Observatory), jejíž vypuštění je naplánováno na rok 2006. Tato stanice poskytne jedinečný třídimenzionální pohled na struktury v koróně, a to pomocí dvou identicky vybavených satelitů, které budou sdílet oběžnou dráhu

Země (obrázek 4.2). Cílem této mise je pochopení spojitosti mezi sluneční aktivitou a efekty na Zemi, vysvětlení příčin vzniku výronů koronální hmoty a předpověď výtrysků hmoty mířících k Zemi [42].



Obrázek 4.2: Mise STEREO. Převzato z [43].



# Kapitola 5

## Profil diplomové práce

Jak bylo uvedeno v předchozí kapitole, pozorovat protuberance mimo úplné zatmění Slunce můžeme jednak vizuálně s použitím úzkopásmových filtrů nebo spektroskopicky. Spektroskopické pozorování přináší mnoho cenných informací o vlastnostech pozorovaného objektu. Dopplerův posuv ve spektru charakterizuje studovanou strukturu z kinematického hlediska. Můžeme odhadovat rychlosti pohybu hmoty a z obrazců, které Dopplerův posuv ve spektru vytváří, lze usuzovat na způsob pohybu. Stále je nutné mít na paměti, že v atmosféře Slunce jsou siločáry magnetického pole zamrzlé do plazmatu a studium eruptivních protuberancí poskytuje informace o povaze magnetického pole vnořeného do plazmatu protuberance.

Pro eruptivní protuberance jsou typické vysoké a proměnné rychlosti pohybu a jejich spektra velmi často vypovídají o rotaci vyvrhované hmoty. To se ve spektru projevuje různými efekty. Podrobněji budou vlivy různých druhů pohybů plazmatu na vzhled spektra diskutovány v kapitole 7.

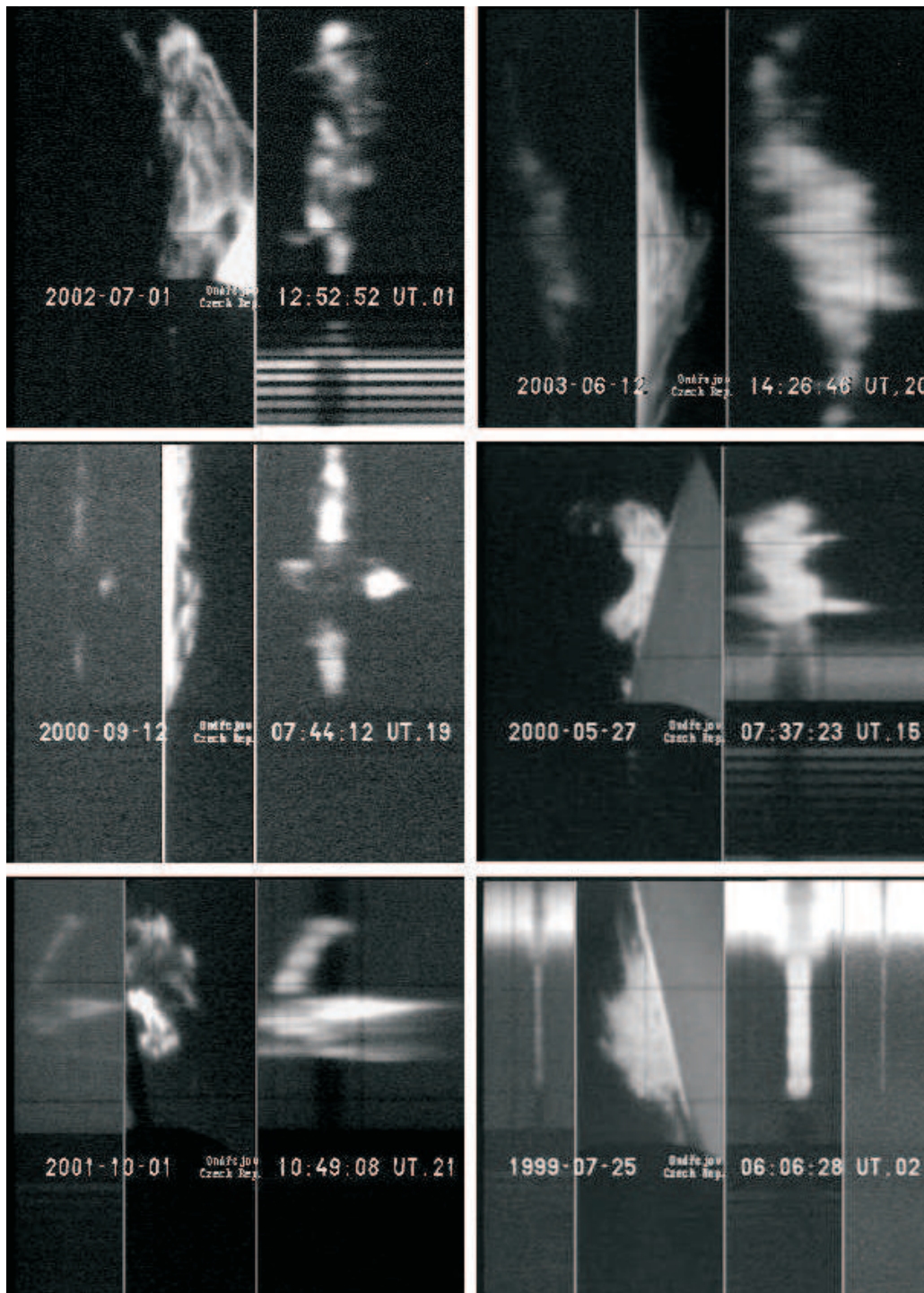
Ve spektrech protuberancí se vyskytují rozmanité obrazce. Některé jsou velmi spletité a jejich interpretace není vůbec snadná. V některých spektrech se však objevují poměrně jednoduché geometrické tvary, z kterých lze leccos dedukovat. Takové příklady spekter budou analyzovány v kapitole 8. Obrázek 5.1 ukazuje rozmanitost spekter protuberancí. Vesměs jde o spektra aktivních a eruptivních protuberancí, která vykazují velké Dopplerovy posuvy. Pouze spektrum na snímku vpravo dole přísluší klidné protuberanci a tomu také odpovídá jeho vzhled. Všechna spektra byla pořízena mnohokamerovým optickým spektrografem v Ondřejově. Každý snímek je rozdělen do několika částí. Jednou částí je vždy filtrogram protuberance nebo oblasti na Slunci, která se promítá na štěrbinu spektrografu (tzv. *slit-jaw* snímek). Dalšími částmi jsou výřezy ze spektra v okolí diagnosticky důležitých spektrálních čar. Po levé straně filtrogramu bývá obvykle spektrum v okolí čáry  $H\beta$ , po pravé straně v okolí čáry  $H\alpha$  a  $CaII$  (8542 Å).

K usnadnění interpretace spektrálních obrazců může vést předvytvoření kinematických modelů pohybu hmoty a zobrazení projevů jejich pohybu ve spektru. Jedním z úkolů diplomové práce je vytvořit programové vybavení, které by to umožňovalo. Popisem programového vybavení *OBJEKTY* a jeho možnostmi se zabývá kapitola 6. V programu je zahrnuto

- sestavení jednoduchých 3D modelů pohybu plazmatu v eruptivních protuberancích a výronech koronální hmoty,
- grafické znázornění těchto modelů v libovolné projekci vůči pozorovateli,
- zobrazení spektra záření těchto útvarů.

V kapitole 7 budou rozebrány zejména efekty určitých způsobů pohybu hmoty, které se mohou objevit ve spektru. V kapitole 8 budou analyzovány vybrané příklady jevů na základě znalostí získaných při práci s programem *OBJEKTY*.

Analýzou tvarů spektrálních obrazců se v minulosti zabýval například Rompolt [26, 27, 28] a Rompolt a kol. [30]. Studoval zejména projevy rotace, expanze a pohybu plazmatu po spirále. Omezením jeho kinematických modelů byl především náklon modelů vůči pozorovateli. Rompolt [26] předpokládal pouze modely s osou kolmou na zornou přímkou nebo modely, jejichž osa leží v rovině kolmé na rovinu obrazovky. V programu *OBJEKTY* není natočení modelů nijak limitováno a modely jsou v tomto smyslu obecnější. Efekty rotačního pohybu v protuberancích se také zabýval Öhman [19].



Obrázek 5.1: Ukázky spekter protuberancí pořízených mnohokamerovým optickým spektrografem v Ondřejově.

# Kapitola 6

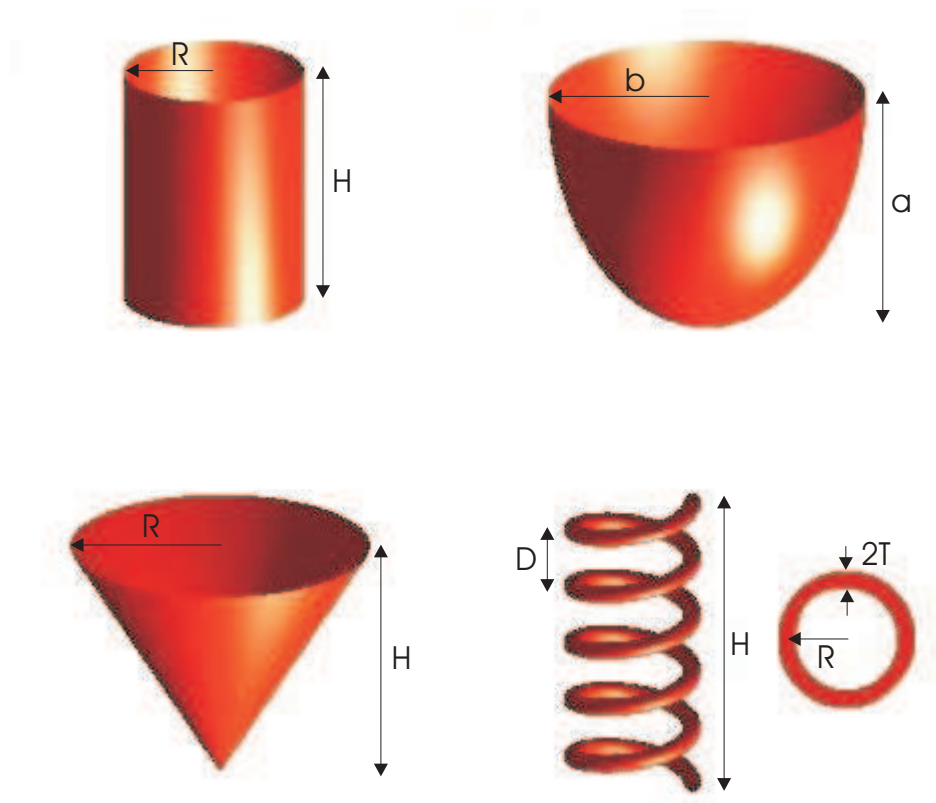
## Programové vybavení

Program *OBJEKTY* byl vyvinut v rámci diplomové práce se záměrem usnadnit analýzu obrazců, objevujících se ve spektrech protuberancí. Ilustruje možné pohyby hmoty v protuberancích, a to ve formě několika základních modelů. Kromě grafického znázornění těchto modelů, program zobrazuje projevy jejich pohybu ve spektru. Program a jeho případné aktualizace jsou volně dostupné z internetové adresy <http://www.asu.cas.cz/~pkotrc/EVA/eva.html>. Tam jsou také uvedeny instrukce k jeho spuštění.

### 6.1 Možnosti programu

Jednoduché modely charakterizující pohyb hmoty jsou v programu *OBJEKTY* znázorněny pomocí čtyř osově symetrických objektů – kužele, elipsoidu, válce a spirály. Každý objekt je popsán geometrickými parametry, které je možné v programu nastavovat. Výčet parametrů a jejich význam je spolu s objekty znázorněn v obrázku 6.1.

Válec je nejjednodušší 3D aproximací, pomocí které můžeme modelovat geometrii protuberancí. V klidných protuberancích se často objevují vlákna či provazce, k jejichž popisu je možné použít válcovou symetrii. U aktivních a eruptivních protuberancí lze použít aproximaci válce pro některé jejich individuální části. Eruptivní protuberance mají často vzhled smyčky. Pro malou část smyčky, kde je možné považovat zakřivení smyčky za nulové, lze v prvním přiblížení použít válcovou aproximaci. V aktivních a eruptivních protuberancích bývá často přítomna expanze plazmatu. Stoupající pohyb eruptivních protuberancí je například většinou doprovázen jejich radiální expanzí. Modely kužele a elipsoidu byly zvoleny zejména pro demonstraci efektů, kterými se ve spektru projevuje expanze hmoty. Model spirály byl do programu zahrnut z důvodu častého výskytu spirálních struktur ve sluneční



Obrázek 6.1: Objekty a jejich parametry: **válec** –  $R$  poloměr,  $H$  výška, **elipsoid** –  $a$  velká poloosa,  $b$  malá poloosa, **kužel** –  $H$  výška,  $R$  poloměr ve výšce  $H$ , **spirála** –  $H$  výška,  $R$  poloměr,  $D$  rozteč,  $2T$  tloušťka.

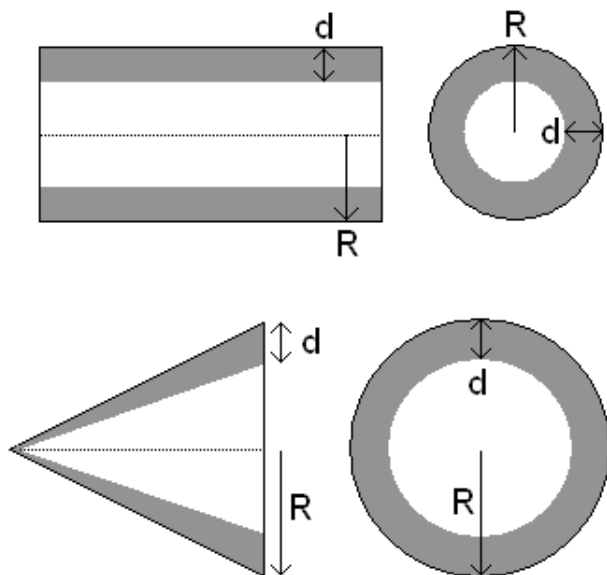
atmosféře. Spirální struktury byly identifikovány snad ve všech typech protuberancí. Nejvíce se pozorují v protuberancích eruptivních.

Každému modelu jsou přiřazeny určité druhy pohybu. Pro válec, kužel a elipsoid je to jednak rotace s rychlostí  $v_{rot} = \vec{\omega} \cdot \vec{r}$  kolem osy symetrie a jednak pohyb po plášti tělesa rychlostí  $v_p$ . Pohybem po plášti tělesa je u kužele a elipsoidu myšlena kombinace pohybu rovnoběžného s osou symetrie (axiální pohyb) a expanzivního pohybu kolmého na osu symetrie (radiální pohyb). U válce jde pouze o pohyb axiální. Rotaci považujeme ve všech případech za rotaci tuhého tělesa. V případě modelu spirály se hmota pohybuje rychlostí  $v_s$  podél spirály. Velikost úhlové rychlosti  $\omega$  a velikosti rychlostí  $v_p$  a  $v_s$  jsou nastavitelné.

Materiál protuberance, který pozorujeme nad slunečním okrajem v emisi,

září v důsledku rozptylu světla přicházejícího ze Slunce. Část záření vstupuje do štěrbinu spektrografu. Objekty, znázorňující zářící materiál protuberance, je možné vůči štěrbině spektrografu libovolně natáčet a štěrbinou je možné libovolně posouvat po sledovaném objektu. Rovněž šířka štěrbinu je možné libovolně posouvat po sledovaném objektu. Rovněž šířka štěrbinu je v programu nastavitelná. Uživatel má tak možnost volit, zda do spektrografu přichází záření z celého objektu nebo pouze z jeho velmi úzké části. Výsledkem programu je namodelované spektrum záření přicházející do štěrbinu spektrografu. Výpočty, které vedou k vytvoření spektra jsou uvedeny v sekci 6.2.2.

Poslední z hlavních možností programu je volba způsobu rozložení hmoty v objektu. Pro válec, kužel a elipsoid jsou v programu zabudovány dva extrémní případy rozložení hmoty – hmota rovnoměrně vyplňuje celý objem objektu a hmota tvoří vrstvu infinitezimální tloušťky na povrchu objektu. Uživatel má možnost volit i mezi těmito krajními případy a nastavovat tloušťku vrstvy, která je vyplněna hmotou. V případě spirály se předpokládá, že hmota rovnoměrně vyplňuje celý objem zobrazené spirály. Pro válec a kužel je uvažovaný způsob rozložení hmoty schématicky znázorněn v obrázku 6.2. Šedivou barvou je vyznačena oblast, která je rovnoměrně vyplněna hmotou. Tloušťka vrstvy  $d$  se v programu nastavuje od 0 do  $R$ .



Obrázek 6.2: Způsob rozložení hmoty ve válci a v kuželi.

## 6.2 Modelování spektra

### 6.2.1 Předpoklady

Pro každý bod štěrbinového spektrografu je nutné stanovit příslušný spektrální profil vstupujícího záření. Při výpočtu profilu se v programu využívá následujících předpokladů:

- Rozdělení záření každého elementárního objemu aproximujeme emisním gaussovským profilem charakterizovaným dopplerovskou šířkou  $\Delta\lambda_D$  a maximem intenzity  $I_0$ . Umístění profilu ve spektru se pro různé elementy liší a závisí na komponentě rychlosti promítnuté do směru zorné přímky  $v_D$ . Spektrální profil objemového elementu lze popsat rovnicí

$$I = I_0 \exp - \frac{[\lambda - \lambda_0(1 - \frac{v_D}{c})]^2}{\Delta\lambda_D^2}, \quad (6.1)$$

kde  $\lambda_0$  je střed zvolené spektrální čáry. Ve vzorci 6.1 znamenají kladné hodnoty  $v_D$  směr k pozorovateli a záporné směr od pozorovatele. Dále předpokládáme, že dopplerovská šířka je daná pouze teplotou podle vztahu

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad (6.2)$$

kde  $T$  je teplota,  $k$  Boltzmannova konstanta,  $c$  rychlost světla a  $m$  je hmotnost zářícího atomu.

- Předpokládáme stejnou teplotu ve všech místech sledovaného objektu, a tedy předpokládáme stejnou dopplerovskou šířku  $\Delta\lambda_D$  pro každý element objemu.
- Prostředí považujeme za opticky tenké. To znamená, že záření přicházející ze vzdálenějších částí objektu není pohlcováno hmotou objektu, která je blíže k pozorovateli.
- Předpokládáme stejné  $I_0$  pro každý element objemu. Ve skutečnosti velikost  $I_0$  závisí krom jiného na rychlosti pohybu každého elementu vůči povrchu Slunce. Základním mechanismem záření protuberancí je rozptyl světla přicházejícího z fotosféry a chromosféry. Na velikost  $I_0$  má vliv množství tohoto záření, které můžeme charakterizovat pomocí integrální intenzity

$$\bar{J} = \int_0^{\infty} \kappa_{\nu} J_{\nu} d\nu, \quad (6.3)$$

kde  $\kappa_\nu$  je absorpční profil a střední intenzitu záření  $J_\nu$  získáme integrací specifické intenzity přes tu část povrchu Slunce, kterou lze vidět z protuberance. Střední intenzitu záření  $J_\nu$  lze vyjádřit ze vztahu

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \oint I(\nu + \frac{\nu_0}{c} \vec{v} \cdot \vec{n}, \vec{n}) d\vec{n}, \quad (6.4)$$

kde  $\vec{v}$  je vektor rychlosti pohybu objemového elementu protuberance vůči povrchu Slunce a  $\vec{n}$  je směr, ze kterého přichází záření o specifické intenzitě  $I(\nu, \vec{n})$ . Vidíme, že množství záření osvětlující element protuberance, je ovlivněno velikostí a směrem rychlosti pohybu elementu vůči povrchu Slunce. Pro Fraunhoferovy čáry, které se na slunečním disku pozorují v absorpci, je integrální intenzita  $\bar{J}$  větší pro pohybující se objemový element než pro element, který je vůči povrchu Slunce v klidu. Tento jev se označuje jako tzv. *Doppler brightening* efekt. Podrobněji tento efekt diskutoval Rompolt [24, 25, 26], Heinzel [8] a Heinzel a kol. [9]. V klidných protuberancích se hmota pohybuje rychlostmi řádu několika  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ . Pro takové rychlosti nezpůsobuje Dopplerův posuv významné změny v procesech excitace a ionizace a vliv efektu dopplerovského zjasnění je nepodstatný [8]. V aktivních a erupčních protuberancích jsou rychlosti pohybu plazmatu výrazně vyšší. Plazma obsažené v těchto strukturách má však vyšší hustotu a teplotu než v klidných protuberancích a s tím roste i důležitost srážkových excitačních přechodů. Ty pak mohou dominovat nad zářivými přechody danými rozptylem záření, které jsou ovlivněny efektem dopplerovského zjasnění. Předpoklad rovnosti  $I_0$  a  $\Delta\lambda_D$  použil i Rompolt [26, 27].

## 6.2.2 Výpočty

Každému bodu štěrbinu spektrografu přísluší zorná přímka kolmá na rovinu obrazovky. Zajímáme-li se o pohyb hmoty, která je rozložena pouze v infinitezimální vrstvě na povrchu objektu, je třeba do výsledného spektra zahrnout pouze záření přicházející z průsečíků zorné přímky a objektu. Každý průsečík považujeme za element hmoty, který přispěje do výsledného spektra jednou gaussovskou křivkou definovanou vztahem 6.1. V případě, že hmota rovnoměrně vyplňuje celý objem tělesa nebo vrstvu o určité tloušťce, je nutné brát v úvahu záření přicházející z celé oblasti objektu nebo vrstvy, kterou protíná zorná přímka. Výsledný spektrální profil pak získáme integrací jednotlivých elementárních příspěvků podél zorné přímky od vstupních průsečíků k výstupním.

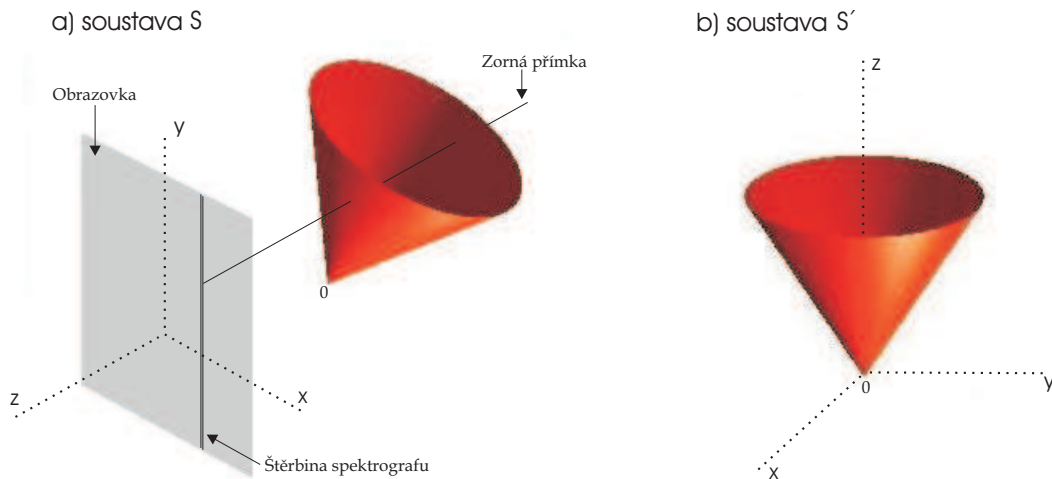
Z výše uvedeného plyne, že ke konstrukci profilu je nutné stanovit průsečíky objektu a zorné přímky, která přísluší danému bodu štěrbinu. V těchto



průsečících určíme vektor rychlosti pohybu a ten nám poslouží k výpočtu Dopplerova posuvu, a tedy umístění profilu ve spektru.

### Výpočet průsečíků zorné přímky s objektem

Při výpočtu průsečíků objektu a zorné přímky vycházíme ze situace zachycené v obrázku 6.3.



Obrázek 6.3: a) soustava S spojená s pozorovatelem, b) soustava S' spojená s objektem.

Uvažujme nejprve souřadnicovou soustavu S spojenou s pozorovatelem (obr. 6.3 a). S takto zavedenou soustavou pracuje grafické zařízení programu *OBJEKTY*. Zorná přímka je v soustavě S rovnoběžná s osou z a počátek soustavy leží ve vrcholu pozorovaného objektu. Objekt je v obecném případě libovolně natočen vůči pozorovateli (vůči soustavě S). Chceme-li těleso popsat matematicky, bude výhodnější zavedení soustavy S' (obrázek 6.3 b), ve které bude mít matematické vyjádření tělesa podstatně jednodušší tvar než v soustavě S. Přechod od soustavy S k soustavě S' lze snadno popsat transformační maticí

$$M = M_{z\psi} M_{x\vartheta} M_{z\varphi}, \quad (6.5)$$

kde  $M_{z\varphi}$  je matice rotace kolem osy z o úhel  $\varphi$ ,  $M_{x\vartheta}$  matice rotace kolem osy x o úhel  $\vartheta$  a  $M_{z\psi}$  matice rotace kolem osy z o úhel  $\psi$ . Úhly  $\varphi$ ,  $\vartheta$  a  $\psi$  jsou Eulerovy úhly, určující naklonění objektu vůči pozorovateli.

V soustavě S' již není zorná přímka rovnoběžná s osou z, ale má obecný tvar

$$x = A_x + v_x t \quad (6.6)$$

$$y = A_y + v_y t \quad (6.7)$$

$$z = A_z + v_z t, \quad (6.8)$$

kde  $t$  je parametr a koeficienty  $A_x, A_y, A_z, v_x, v_y, v_z$  určující přímku lze získat pomocí transformační matice  $M$ . Každý z objektů můžeme v soustavě  $S'$  popsat jednoduchými matematickými rovnicemi. Pro kužel, elipsoid a válec nalezneme následující analytické vyjádření

$$x^2 + y^2 = \frac{z^2 R^2}{H^2} \quad z \in \langle 0, H \rangle \quad (6.9)$$

$$\frac{x^2}{b^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{(z-a)^2}{a^2} = 1 \quad z \in \langle 0, a \rangle \quad (6.10)$$

$$x^2 + y^2 = R^2 \quad z \in \langle 0, H \rangle. \quad (6.11)$$

Význam geometrických parametrů  $R, H, a$  a  $b$  byl uveden v obrázku 6.1. Rovnice 6.9 popisuje kužel, rovnice 6.10 elipsoid a rovnice 6.11 válec. Průsečíky těchto objektů se zornou přímkou lze spočítat pouhou kombinací třech rovnic popisujících zornou přímku (6.6, 6.7 a 6.8) a jedné rovnice popisující daný objekt (6.9, 6.10 nebo 6.11).

V případě spirály je situace poněkud odlišná, protože spirálu nelze popsat analyticky. Parametrické vyjádření obyčejné spirály je

$$x = R \cos t \quad (6.12)$$

$$y = R \sin t \quad t \in \langle 0, \frac{2\pi H}{D} \rangle \quad (6.13)$$

$$z = \frac{D}{2\pi} t, \quad (6.14)$$

kde  $t$  je parametr a  $R, H$  a  $D$  jsou zavedeny podle obrázku 6.1. K popisu pláště spirály o nenulové tloušťce  $2T$  je nutné použít dva parametry  $t$  a  $\varphi$  a parametrické vyjádření nabývá tvaru

$$x = T \cos \varphi \cos t - k_1 T \sin \varphi \sin t + R \cos t \quad (6.15)$$

$$y = T \cos \varphi \sin t + k_1 T \sin \varphi \cos t + R \sin t \quad (6.16)$$

$$z = -k_2 T \sin \varphi + \frac{D}{2\pi} t, \quad (6.17)$$

kde  $t \in \langle 0, \frac{2\pi H}{D} \rangle$  a  $\varphi \in \langle 0, 2\pi \rangle$  a pro konstanty  $k_1$  a  $k_2$  platí následující vztahy

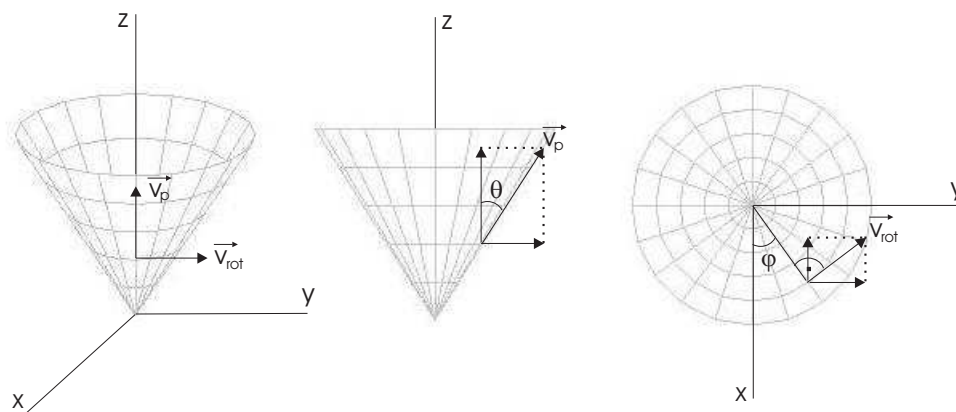
$$k_1 = \frac{D}{2\pi \sqrt{R^2 + (\frac{D}{2\pi})^2}} \quad (6.18)$$

$$k_2 = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (\frac{D}{2\pi})^2}}. \quad (6.19)$$

Pro výpočet průsečíků zorné přímky s takto zavedeným objektem se používají numerické metody.

### Výpočet vektoru rychlosti

Zabývejme se výpočtem vektoru rychlosti v bodě o souřadnicích  $x$ ,  $y$  a  $z$  na plášti kužele, elipsoidu nebo válce. U těchto objektů je výpočet vektoru rychlosti podobný. Souřadnice  $x$ ,  $y$  a  $z$  vyjadřujeme v soustavě spojené s objektem. Pohyb hmoty po plášti kužele je pro ilustraci graficky znázorněn v obrázku 6.4.



Obrázek 6.4: Vektory rotační a posuvné rychlosti pro kužel a jejich projekce.

V soustavě  $S'$  spojené s modelem dostáváme následující vztahy pro rychlosti

$$\vec{v}_{rot} = (-v_{rot} \sin \varphi, v_{rot} \cos \varphi, 0) \quad (6.20)$$

$$\vec{v}_p = (v_p \sin \theta \cos \varphi, v_p \sin \theta \sin \varphi, v_p \cos \theta), \quad (6.21)$$

kde  $\varphi$  a  $\theta$  jsou úhly vyznačené v obrázku 6.4. Velikosti vektorů  $v_p$  a  $v_{rot}$  nastavuje uživatel. Výsledný vektor rychlosti je daný součtem rychlosti rotační a posuvné

$$\vec{v} = \vec{v}_{rot} + \vec{v}_p. \quad (6.22)$$

Stejně vztahy platí i pro elipsoid a válec. Rozdíl je pouze ve vyjádření  $\theta$  pro jednotlivé objekty. Zatímco pro kužel lze odvodit vztahy

$$\sin \theta = \frac{R}{\sqrt{R^2 + H^2}} \quad (6.23)$$

$$\cos \theta = \frac{H}{\sqrt{R^2 + H^2}}, \quad (6.24)$$

pro elipsoid není  $\theta$  konstantní pro celý objekt, ale závisí na souřadnicích průsečíku. Dostáváme poměrně složité vyjádření

$$\sin \theta = \frac{\frac{b^2}{\sqrt{x^2+y^2}}}{\sqrt{\frac{b^4}{x^2+y^2} + \frac{a^4}{(a-z)^2}}} \quad (6.25)$$

$$\cos \theta = \frac{\frac{a^2}{a-z}}{\sqrt{\frac{b^4}{x^2+y^2} + \frac{a^4}{(a-z)^2}}}. \quad (6.26)$$

Pro válec se příslušné vztahy redukuje na tvar

$$\sin \theta = 0 \quad (6.27)$$

$$\cos \theta = 1. \quad (6.28)$$

Vyjádření  $\varphi$  je pro všechny objekty stejné

$$\sin \varphi = \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (6.29)$$

$$\cos \varphi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}. \quad (6.30)$$

Výpočet vektoru rychlosti pro spirálu je odlišný. V případě spirály není nutné počítat přímo souřadnice průsečíku  $x$ ,  $y$  a  $z$ , ale stačí znát pouze hodnotu parametru  $t$ , která přísluší danému průsečíku podle rovnic 6.15, 6.16 a 6.17. Předpokládáme totiž, že pro daný řez  $t = konst$  je konstantní i vektor rychlosti. Směr vektoru rychlosti udává tečný vektor  $\vec{s}$ , získaný derivováním rovnic 6.12, 6.13 a 6.14, a velikost vektoru rychlosti  $v_s$  nastavuje uživatel. Pro vektor rychlosti můžeme psát vztah

$$\vec{v} = v_s \frac{\vec{s}}{|\vec{s}|}, \quad (6.31)$$

kde

$$\vec{s} = \left(-R \sin t, R \cos t, \frac{D}{2\pi}\right). \quad (6.32)$$

### Výpočet Dopplerova posuvu

Dopplerovskou komponentu rychlosti  $v_D$ , která odpovídá posuvu profilu ve spektru, získáme promítnutím vektoru rychlosti do směru zorné přímky podle vztahu

$$v_D = \vec{v} \cdot \vec{o}, \quad (6.33)$$

kde  $\vec{o}$  je jednotkový vektor ve směru k pozorovateli. Příslušný posuv ve spektru pro danou spektrální čáru  $\lambda_0$  vyjádříme ze vztahu

$$\Delta\lambda = \frac{v_D}{c}\lambda_0, \quad (6.34)$$

kde  $c$  je rychlost světla.

# Kapitola 7

## Spektra modelů

Výstupem programu *OBJEKTY* jsou spektrální obrazce, které lze očekávat od struktur tvaru válce, kužele, elipsoidu a spirály. V této kapitole jsou tato modelová spektra analyzována. Ukázky spekter, na které je odkazováno, jsou součástí přílohy.

Každá ukázka spektra v příloze se skládá ze dvou částí. V levé části ukázky je zobrazen model znázorňující zářící a pohybující se hmotu protuberance. Tento model se promítá na šterbinu spektrografu, která je vyznačena svislou čarou. Případné dvě svislé čáry vymezují šířku šterbiny. Záření, které přichází do šterbiny spektrografu, se rozkládá na difrakční mřížce a vzniká emisní čárové spektrum. V pravé části ukázky je zobrazeno toto spektrum v okolí vybrané spektrální čáry. Ve všech ukázkách je emisní spektrum zobrazeno v negativu. Svislá čára ve spektru vyznačuje střed zvolené spektrální čáry  $\lambda_0$ . Pro spektrální čáru  $H\alpha$  je  $\lambda_0 = \lambda_{H\alpha} \simeq 6562,8 \text{ \AA}$ .

Dopplerovy posuvy jsou v programu počítány v pixelech. Mezi velikostí intervalu v pixelech  $\Delta x$  a velikostí intervalu v Angströmech  $\Delta\lambda$  existuje lineární vztah

$$\Delta\lambda = K \Delta x. \quad (7.1)$$

Konstanta  $K$  je daná vztahem

$$K = \frac{\Delta\lambda_D}{\Delta x_D}, \quad (7.2)$$

kde  $\Delta\lambda_D$  je dopplerovská šířka čáry v Angströmech a  $\Delta x_D$  je dopplerovská šířka čáry v pixelech. Hodnota  $\Delta x_D$  se v programu nastavuje pomocí ovladače. Pro všechny ukázky v příloze byla volena spektrální čára  $H\alpha$  a teplota 6500 K. Této hodnotě teploty odpovídá dopplerovská šířka čáry 0,227  $\text{\AA}$ . Konstanta  $K$  je pro všechny ukázky přibližně  $0,016 \text{ \AA} \cdot \text{px}^{-1}$ . Rozsah spektra, které je zobrazeno v pravém okně ukázek, činí 496 px. Podle vztahu 7.1 tomu odpovídá hodnota 8  $\text{\AA}$ .

Uvažované způsoby pohybu hmoty byly pro jednotlivé modely uvedeny v předchozí kapitole. Velikosti rychlostí lze v programu nastavovat pomocí ovladačů. Z důvodu přehlednosti nejsou na těchto ovladačích uvedeny reálné hodnoty rychlostí, ale hodnoty bezrozměrné. Velikost rychlostí  $v_p$  a  $v_s$  lze nastavit na hodnotu 0 až 20. Rotační rychlost  $v_{rot}$  se v programu nastává pomocí velikosti úhlové rotační rychlosti  $\omega = \frac{v_{rot}}{r}$ , která může nabývat hodnot -10 až 10. V popisu každé ukázky jsou uvedeny tyto bezrozměrné hodnoty rychlostí, při kterých byly ukázky pořízeny. Limitní hodnoty rychlostí byly voleny tak, aby vzniklý spektrální obrazec nepřesahoval zobrazenou část spektra. Kladné hodnoty úhlové rychlosti vyjadřují směr rotace vyznačený v obrázku 2. Záporné hodnoty znamenají směr opačný. Mezi bezrozměrnými hodnotami rychlostí a reálnými hodnotami vyjádřenými v jednotkách  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  existují jednoduché lineární vztahy

$$v_{p,s} [\text{km} \cdot \text{s}^{-1}] = k_1 v_{p,s} \quad (7.3)$$

$$v_{rot} [\text{km} \cdot \text{s}^{-1}] = k_2 \omega r, \quad (7.4)$$

kde  $r$  je vzdálenost od rotační osy. Konstanty  $k_1$  a  $k_2$  jsou dané vztahy

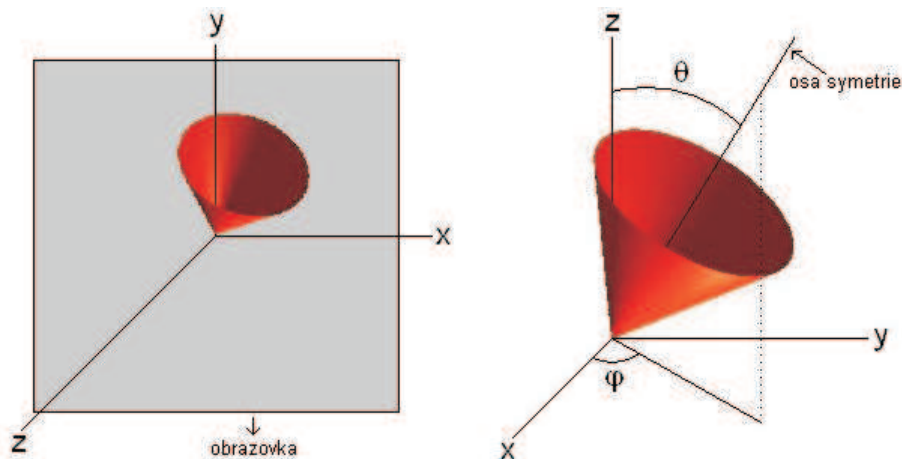
$$k_1 = \frac{10cK}{\lambda_0} \quad (7.5)$$

$$k_2 = \frac{cK}{\lambda_0}, \quad (7.6)$$

kde  $c$  je rychlost světla a  $K$  je konstanta ze vztahu 7.2. Konstanta  $k_1$  nabývá pro zobrazené ukázky spekter hodnoty  $7,3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  a konstanta  $k_2$  hodnoty  $0,73 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ .

V popisu ukázek jsou kromě velikostí rychlostí pohybu uvedeny úhly charakterizující náklon modelu vůči pozorovateli. Význam těchto úhlů je patrný z obrázku 7.1. Vlevo vidíme souřadnicovou soustavu, tak jak je zavedena v programu. Počátek soustavy leží ve vrcholu modelu a osa  $z$  míří k pozorovateli. Vpravo je vyznačen úhel  $\theta$ , který svírá osa  $z$  a osa symetrie modelu, a úhel  $\varphi$ , který svírá osa  $x$  a průmět osy symetrie modelu do roviny  $xy$ .

V této kapitole jsou analyzovány zejména projevy určitých druhů pohybů modelu, jako je například rotace modelu kolem osy symetrie nebo expanze hmoty od osy symetrie modelu. Na výsledný tvar spektra má kromě kinematických vlastností vliv rozložení hmoty v objektu a natočení objektu vůči pozorovateli. Všechny efekty jsou ilustrovány v ukázkách. Pro názornější představu je vhodnější použít přímo samotný program, kde jsou projevy změn vlastností modelu vidět interaktivně, a kde je pohyb modelů věrohodně zobrazen pomocí animací. Veškeré ukázky uvedené v příloze jsou součástí programu. Je možné je vyvolat z podmenu *EXAMPLES* v menu *HELP*. V menu *HELP* je také umístěn návod k použití programu.



Obrázek 7.1: Úhly charakterizující náklon modelu.

Pro kvantitativní analýzu spektra je navíc kromě uvažovaných způsobů pohybu hmoty nutné počítat s pohybem objektu jako celku. Tento pohyb způsobí případný posuv celého spektrálního obrazce k modrému nebo červenému konci spektra. Nemá však vliv na morfologii obrazce, a proto nebyl do výpočetního programu zahrnut.

## 7.1 Válec

Pro případ válce jsou uvažovanými způsoby pohybu

- rotace kolem osy symetrie s konstantní úhlovou rychlostí  $\omega$ ,
- axiální pohyb rovnoběžný s osou symetrie s konstantní rychlostí  $v_p$ .

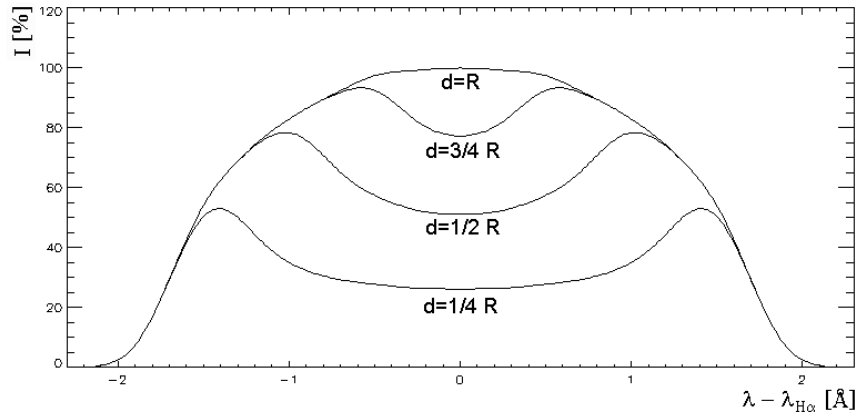
V příloze v obrázku 1 až 7 je zobrazen model válce. Úhly charakterizující naklonění modelu vůči pozorovateli jsou pro těchto sedm ukázek stejné,  $\theta = 52^\circ$  a  $\varphi = 40^\circ$ . Stejně jsou i geometrické parametry modelu. V obrázku 1 je jak rychlost rotace válce, tak rychlost axiálního pohybu nulová. Tomu odpovídá i spektrální čára, která nevykazuje žádné Dopplerovy posuvy. V obrázku 2 má úhlová rychlost rotace válce bezrozměrnou hodnotu 4 a axiální rychlost hodnotu 10. Výsledkem takto obecně specifikovaného pohybu modelu je spektrální čára, která je jednak skloněná a jednak posunutá k modrému konci spektra. V obrázcích 3, 4 a 5 je zobrazen válec, jehož axiální rychlost je nulová a úhlová rychlost rotace je 2, 4 a 8. Vidíme, že rotace válce způsobuje sklon spektrální čáry. Spektrální obrazec jako celek však není posunut ani k červenému, ani k modrému konci spektra. V obrázku 6 a 7 je



rychlost rotace válce nulová a přítomný je pouze axiální pohyb s rychlostí 10 a 20. Axiální pohyb hmoty ve válci způsobuje pouhý posuv ve spektru. Při analýze spektrálního obrazce posunutého k červenému nebo modrému konci spektra nelze určit, zda je posun obrazce způsoben axiálním pohybem modelu (obrázky 6 a 7) nebo pohybem celého modelu vůči pozorovateli, pro který je axiální rychlost nulová (obrázek 1).

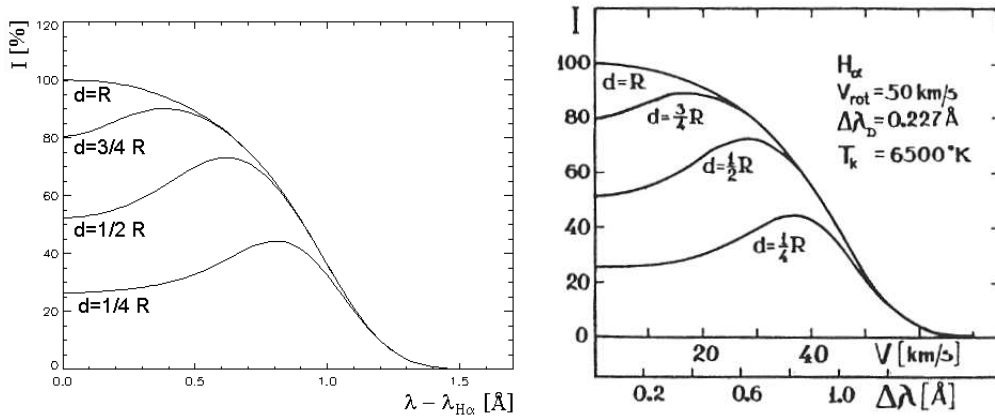
Vzhled spektrálního obrazce výrazně ovlivňuje způsob rozložení hmoty v předpokládaném modelu. V ukázkách 8 až 11 je model válce charakterizovaný úhly náklonu  $\theta = 58^\circ$  a  $\varphi = 44^\circ$ . Úhlová rychlost rotace má ve všech případech hodnotu 4 a axiální rychlost je nulová. Dvě svislé čáry jdoucí přes objekt vymezují štěrbinu spektrografu. Ukázky byly vytvořeny pro čtyři způsoby rozložení hmoty,  $d = R$ ,  $d = \frac{3}{4}R$ ,  $d = \frac{1}{2}R$  a  $d = \frac{1}{4}R$ , kde  $d$  je tloušťka vrstvy vyplněná hmotou a  $R$  je poloměr válce (obrázek 6.2).

Na obrázcích 12 až 15 je opět rotující válec pro čtyři způsoby rozložení hmoty,  $d = R$ ,  $d = \frac{3}{4}R$ ,  $d = \frac{1}{2}R$  a  $d = \frac{1}{4}R$ . Celý objekt je zobrazen do šířky štěrbinu spektrografu. Osa rotace válce leží v rovině štěrbinu spektrografu. Rovinou štěrbinu je myšlena taková rovina, ve které leží štěrbinu spektrografu, a která je kolmá na rovinu obrazovky. Velikost úhlu  $\theta$  činí  $70^\circ$  a velikost úhlu  $\varphi$  činí  $90^\circ$ . Spektrální profily pro jednotlivá rozložení hmoty jsou znázorněny v obrázku 7.2. Tyto profily byly získány pro obvodovou rychlost rotace válce  $85 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ .



Obrázek 7.2: Spektrální profily pro případ modelu válce z obrázku 12 až 15.

V obrázku 7.3 vlevo jsou spektrální profily pro válec, jehož osa rotace leží v rovině štěrbinu a je kolmá na zornou přímkou ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ). Obvodová rychlost rotace činila v tomto případě  $50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ . Na obrázku 7.3 vpravo jsou pro srovnání profily z [26], které byly získány pro stejnou rychlost rotace a stejnou předpokládanou teplotu  $6500 \text{ K}$ .



Obrázek 7.3: Spektrální profily pro případ rotujícího válce s obvodovou rychlostí rotace  $50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ .

## 7.2 Kužel

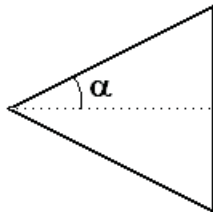
Uvažovanými způsoby pohybu modelu kužele jsou

- rotace kolem osy symetrie s konstantní úhlovou rychlostí  $\omega$ ,
- pohyb po plášti kužele s konstantní rychlostí  $v_p$ .

Pohyb po plášti kužele má dvě komponenty:

- axiální rovnoběžnou s osou symetrie,
- radiální kolmou na osu symetrie.

V obrázku 7.4 je vyznačen úhel  $\alpha$ , charakterizující míru rozevření kužele. Pro ukázky 16 až 30 má tento úhel velikost  $32^\circ$ .



Obrázek 7.4: .

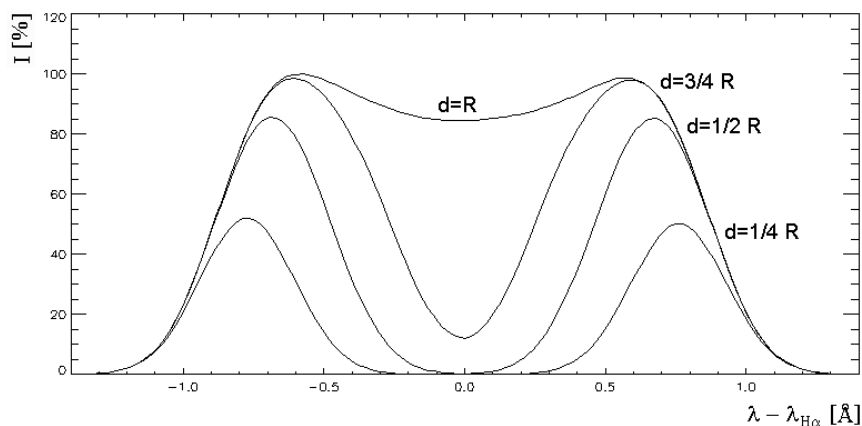
V obrázcích 16, 17 a 18 je zobrazen model kužele charakterizovaný úhly  $\theta = 75^\circ$  a  $\varphi = 27^\circ$ . Hmota vyplňuje pouze infinitezimální vrstvu na povrchu modelu. Takové rozložení hmoty odpovídá  $d = 0$  podle obrázku 6.2.

V obrázku 16 jsou jak úhlová rychlost rotace  $\omega$ , tak rychlost  $v_p$  nenulové. V obrázku 17 je  $\omega \neq 0$  a  $v_p = 0$  a v obrázku 18 je  $v_p \neq 0$  a  $\omega = 0$ . Opět vidíme, že rotační pohyb modelu způsobuje sklon spektrální čáry.

Pohyb po plášti kužele s rychlostí  $v_p$  je rozebrán podrobněji v ilustracích 19 až 24. V ukázkách 19 a 20 je osa symetrie modelu rovnoběžná se zornou přímkou. Tímto náklonem je eliminován radiální pohyb a ve spektru se projevuje pouze axiální složka rychlosti. Je vidět, že axiální pohyb je zodpovědný za posuv celého spektrálního obrazce. V obrázcích 21 až 24 je osa symetrie kužele kolmá na rovinu šterbiny a tím je naopak eliminován axiální pohyb. Vidíme, že čistý radiální pohyb, nebo-li expanze hmoty, způsobuje ve spektru eliptické obrazce. Tyto obrazce jsou symetrické podle zobrazené svislé čáry, která vyznačuje střed spektrální čáry  $H\alpha$ . Případná rotace způsobuje sklon celého eliptického obrazce (obrázky 23 a 24).

Vliv náklonu kužele vůči pozorovateli na vzhled spektra je patrný z ukázek 21, 25 a 26. Tak jako při demonstraci vlivu změny velikosti rychlosti nebo způsobu rozložení hmoty na spektrální obrazec, i zde byly vybrány ukázky pouze pro určité diskrétní hodnoty. Úhel  $\theta$  je v těchto třech ukázkách  $90^\circ$ ,  $77^\circ$  a  $62^\circ$ . V prvním případě je obrazec naprosto symetrický podle zobrazené svislé čáry. Se změnou náklonu dochází k deformaci obrazce.

Vzhled eliptického spektrálního obrazce podstatně ovlivňuje způsob rozložení hmoty v kuželi. Spektra pro případ kužele v obrázku 27 až 30 byla vytvořena pro čtyři způsoby rozložení hmoty,  $d = R$ ,  $d = \frac{3}{4}R$ ,  $d = \frac{1}{2}R$  a  $d = \frac{1}{4}R$ . V obrázku 7.5 jsou příslušné spektrální profily pro jednotlivá rozložení. Jsou to horizontální profily vzaté ze středu eliptického spektrálního obrazce.



Obrázek 7.5: Spektrální profily pro případ kužele z obrázku 27 až 30.

## 7.3 Elipsoid

Efekty, které způsobuje elipsoid ve spektru, jsou v mnohém podobné efektům v případě kužele. Stejně jako u kužele jsou nyní uvažovanými způsoby pohybu

- rotace kolem osy symetrie s konstantní úhlovou rychlostí  $\omega$ ,
- pohyb po plášti elipsoidu s konstantní rychlostí  $v_p$ .

Pohyb po plášti elipsoidu má dvě komponenty

- axiální rovnoběžnou s osou symetrie,
- radiální kolmou na osu symetrie.

U elipsoidu není axiální a radiální složka rychlosti konstantní v celém modelu, tak jak tomu je u kužele. V ilustracích 33 a 34 je ukázán vliv axiálního pohybu. Ten nezpůsobuje posun celého obrazce, jako tomu bylo v případě kužele (obrázek 19 a 20), právě z důvodu nekonstantnosti axiální složky rychlosti.

Zakřivená plocha elipsoidu dává za vznik různým spektrálním obrazcům, které ve spektru pro model kužele neuvidíme. Příkladem jsou obrázky 35 a 36.

Eliptické obrazce ve spektru mohou být opět způsobeny radiálním pohybem, ale mohou vzniknout i jinak. V ukázce 37 je zobrazen rotující půlelipsoid, který je celý vyplněn hmotou. Jeho spektrum je také půlelipsoid a je proto oprávněné předpokládat, že při rotaci celého elipsoidu vznikne ve spektru eliptický obrazec.

## 7.4 Spirála

Uvažovaným způsobem pohybu v případě modelu spirály je

- pohyb po spirále s konstantní rychlostí  $v_s$ .

Ten má dvě komponenty:

- rotační,
- axiální rovnoběžnou s osou symetrie.

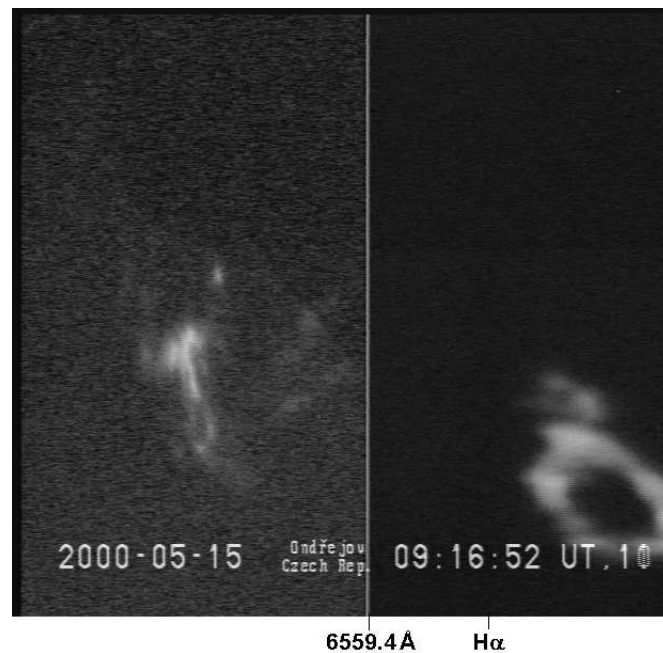
Některá spektra vykazují překvapivou podobnost s příslušným zářícím objektem, nebo lépe řečeno s jeho projekcí do roviny obrazovky (obrázek 12 až 15, 32 a 37). Nejmarkantnější je tato podobnost v případě spirály. V ukázkách 41 až 51 jsou spektrální obrazce pro model spirály s různými náklony, rychlostmi a geometrickými parametry.

# Kapitola 8

## Interpretace vybraných spekter

### 8.1 Eruptivní protuberance z 15. 5. 2000

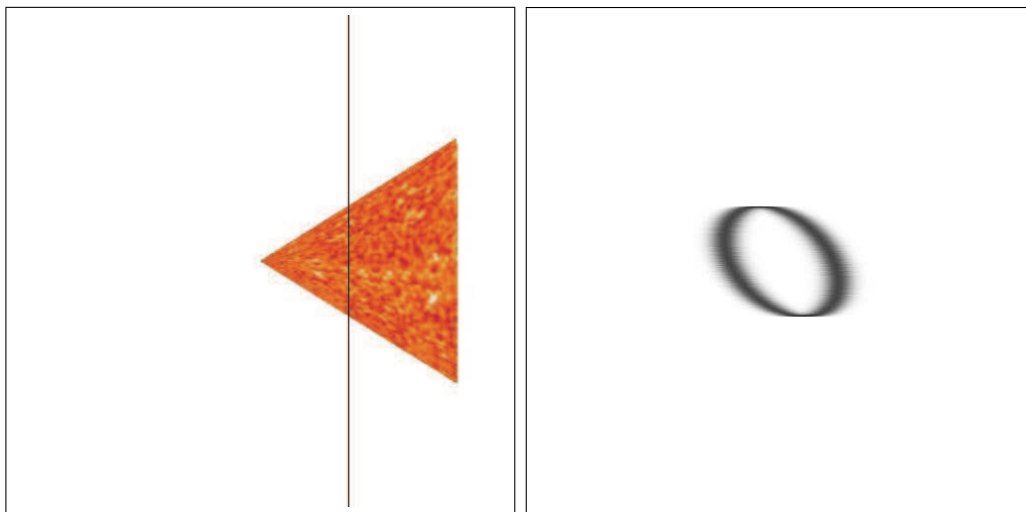
Na obrázku 8.1 je snímek eruptivní protuberance z 15. 5. 2000 se spektrem v okolí čáry  $H\alpha$ . Tento snímek byl pořízený mnohokamerovým spektrografem v Ondřejově.



Obrázek 8.1: Kruhový obrazec ve spektru eruptivní protuberance z 15. 5. 2000.

Ve spektru se pozoroval velmi zřetelný kruhový obrazec. Jedno z možných vysvětlení vzniku takového obrazce představuje model kužele z programu

*OBJEKTY.* Je-li osa symetrie kužele kolmá na rovinu štěrbinu spektrografu ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ ), pak radiální pohyb hmoty kolmý na osu symetrie způsobuje ve spektru symetrické eliptické obrazce (obrázek 21 a 22). Pouhá rotace kužele způsobuje sklon spektrální čáry. Kombinace radiálního pohybu a rotace hmoty rozložené na povrchu kužele může být zodpovědná za vznik skloněného eliptického obrazce, jaký byl pozorovaný v protuberanci z 15. 5. 2000 (obrázek 8.2).



Obrázek 8.2: Interpretace kruhového obrazce pomocí modelu kužele. Pohyb hmoty rozložené na povrchu kužele je v této ukázce definován jako kombinace rotace kolem osy symetrie kužele a pohybu po plášti kužele směrem od jeho vrcholu.

Pro pozorovanou část spektra byla stanovena disperzní křivka určující přepočítání osy  $x$  z pixelů na vlnové délky. Kruhovému obrazci ve spektru byl vepsán eliptický obrazec daný superpozicí elipsy a skloněné přímky (obrázek 8.3). Superpozicí je myšlen součet Dopplerových posuvů v eliptickém obrazci, který je způsoben čistým radiálním pohybem a na přímce, která je způsobena čistým rotačním pohybem. Určité pozice v tomto vepsaném obrazci byly přepočteny na vlnové délky pomocí disperzní relace a z odpovídajících Dopplerových posuvů byly stanoveny následující velikosti radiální a rotační rychlosti předpokládaného modelu

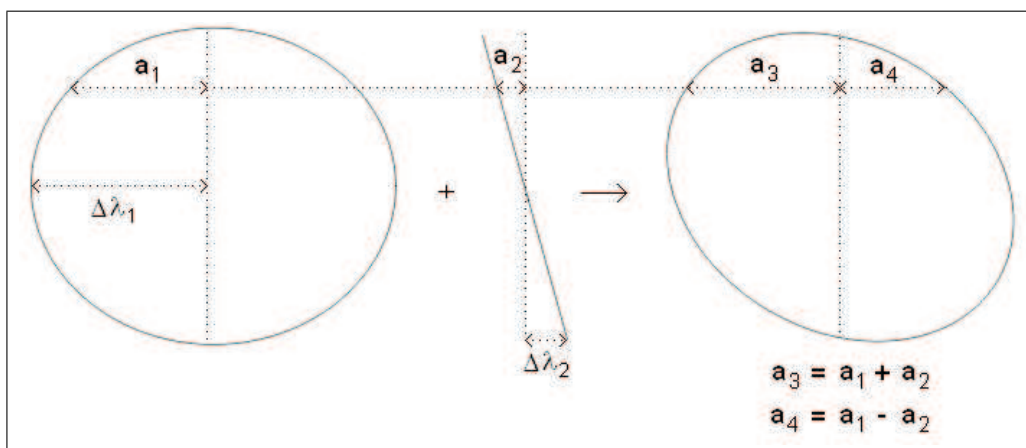
$$v_{rad} = \frac{c\Delta\lambda_1}{\lambda_{H\alpha}} \simeq 69 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (8.1)$$

$$v_{rot} = \frac{c\Delta\lambda_2}{\lambda_{H\alpha}} \simeq 23 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (8.2)$$

Ve vztazích 8.1 a 8.2 je  $c$  rychlost světla,  $\lambda_{H\alpha}$  je střed spektrální čáry  $H\alpha$  (6562,8 Å) a  $\Delta\lambda_1$  a  $\Delta\lambda_2$  jsou Dopplerovy posuvy vyznačené na obrázku 8.3. Pozorovaný eliptický obrazec je posunutý k červenému konci spektra. V případě předpokládaného modelu kužele by za případný posuv celého obrazce ve spektru mohl být zodpovědný pouze axiální pohyb hmoty. Ten se však pro náklon modelu charakterizovaný úhly  $\theta = 90^\circ$  a  $\varphi = 0^\circ$  ve spektru neprojevuje a za posuv obrazce k červenému konci spektra je zodpovědný pohyb celého modelu směrem od pozorovatele. Pro tento pohyb byla stanovena následující velikost rychlosti

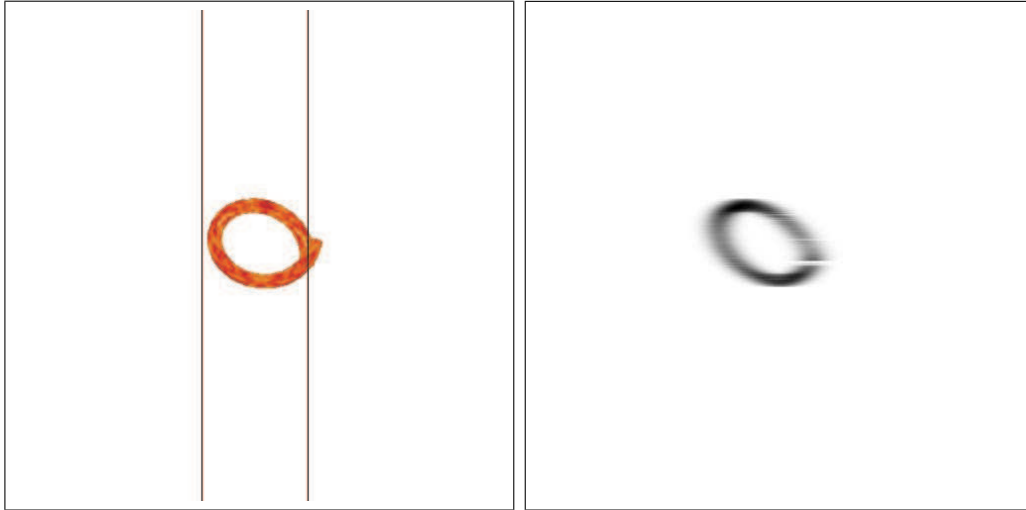
$$v_d = \frac{c (\lambda_C - \lambda_{H\alpha})}{\lambda_{H\alpha}} \simeq 158 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}, \quad (8.3)$$

kde  $\lambda_C$  je vlnová délka středu pozorovaného eliptického obrazce.

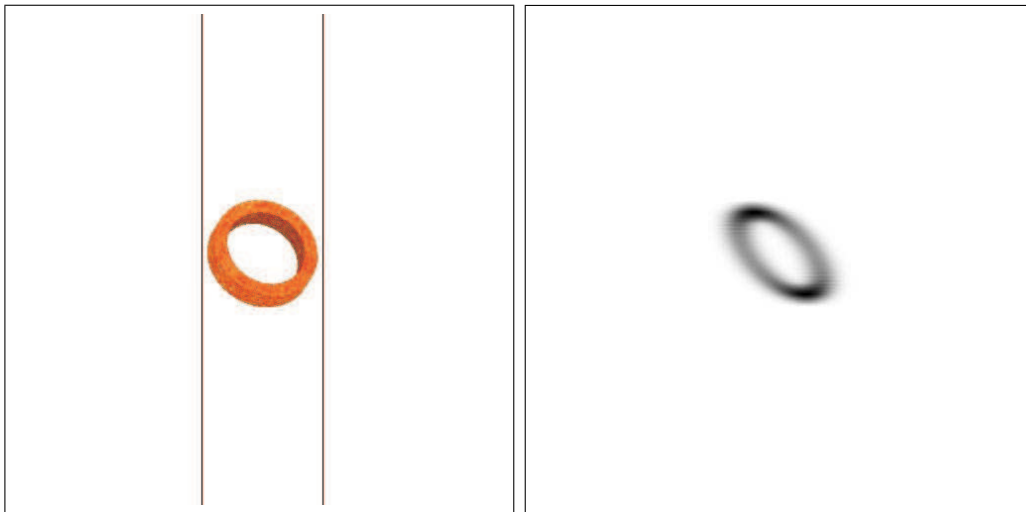


Obrázek 8.3: Vznik pozorovaného obrazce superpozicí elipsy a přímky.

Další možnou interpretaci kruhového obrazce ve spektru eruptivní protuberance z 15. 5. 2000 přináší model spirály. V obrázku 8.4 vidíme, jak jeden závit spirály, který se celý promítá do šířky štěrbin, dává za vznik obrazci podobnému tomu pozorovanému. Příčinou vzniku kruhového obrazce je přítomnost rotačního pohybu hmoty. Náklon spektrálního obrazce závisí na náklonu závitu vůči pozorovateli. To jsou hlavní rozdíly oproti interpretaci pomocí modelu kužele, kde je vznik kruhového obrazce zapříčiněn radiálním pohybem a jeho naklonění je způsobeno rotací. Axiální komponenta rychlosti mířící podél osy závitu spirály je pro všechny části závitu stejná, nemůže tedy způsobit rozštěpení spektrální čáry, ale způsobuje pouze posuv obrazce ve spektru jako celku. Podobně proto bude vypadat spektrální obrazec rotujícího prstence, který lze znázornit pomocí modelu válce (obrázek 8.5).



Obrázek 8.4: Interpretace kruhového obrazce pomocí modelu spirály.



Obrázek 8.5: Interpretace kruhového obrazce pomocí modelu válce.

Tento model válce rozebereme podrobněji. Pro úhel  $\varphi = 90^\circ$  vzniká ve spektru rotujícího prstence eliptický obrazec, symetrický podle středu čáry (obrázky 52 a 53). Jeho rozšíření závisí jednak na velikosti rotační rychlosti, ale také na úhlu  $\theta$ . Čím více se úhel  $\theta$  blíží k hodnotě  $90^\circ$ , tím větší je dopplerovská komponenta rotační rychlosti, a tím více je obrazec rozšířený. Je-li  $\varphi \neq 90^\circ$  a zároveň  $\varphi \neq 270^\circ$ , pozorujeme skloněný spektrální obrazec. Ten je eliptický, pokud  $\varphi \neq 0^\circ$  a  $\varphi \neq 180^\circ$ . Pro  $\varphi = 0^\circ$  a  $\varphi = 180^\circ$  přechází skloněný eliptický obrazec ve skloněnou přímku. V ukázkách 56 a 57 vidíme, jak se mění sklon eliptického obrazce se změnou úhlu  $\varphi$  při konstantní hodnotě úhlu



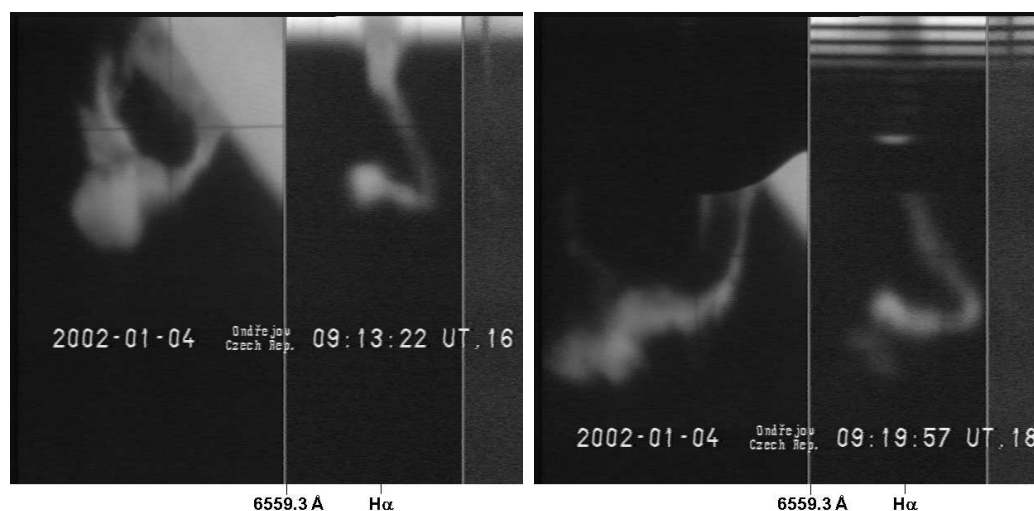
$\theta$ . V ukázkách 54 a 55 je naopak konstantní úhel  $\varphi$  a mění se úhel  $\theta$ .

V případě interpretace pozorovaného spektrálního obrazce pomocí modelu kužele bylo stanovení rychlostí pohybu předpokládaného modelu snadné. V případě modelu spirály a válce není určení parametrů modelu jednoznačné. Rozšíření spektrálního obrazce v případě těchto dvou modelů závisí jak na velikosti rotační rychlosti, tak na úhlu  $\theta$  a  $\varphi$  a sklon obrazce závisí na obou dvou úhlech náklonu  $\theta$  a  $\varphi$ .

Analýzou kruhového obrazce ve spektru eruptivní protuberance z 15. 5. 2000 se již v minulosti zabýval Karlický a kol. [14]. Jednou z jeho interpretací vzniku kruhového obrazce byl tentýž model kužele jako výše uvedený.

## 8.2 Výron koronální hmoty z 4. 1. 2002

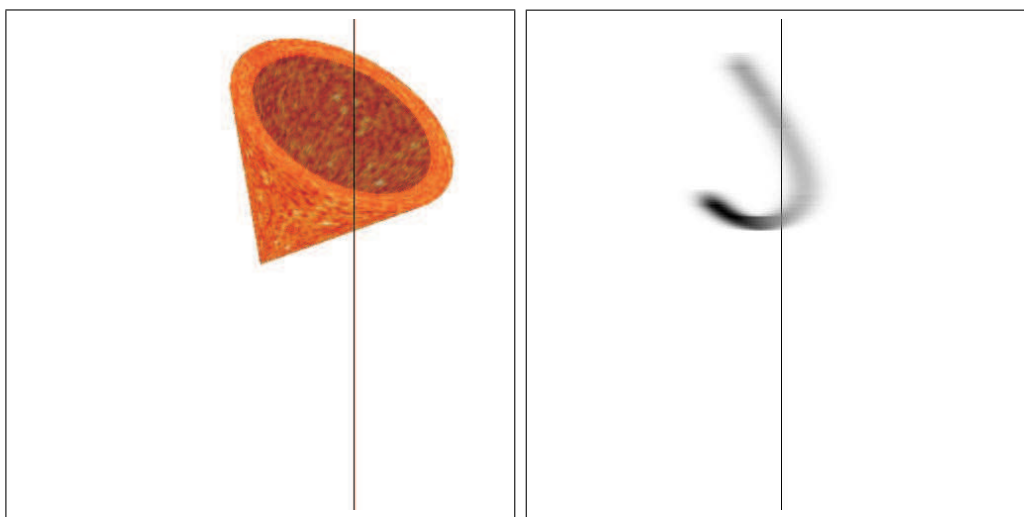
V lednu roku 2002 byl koronografem LASCO snímán výron koronální hmoty. Současně s tímto výronem se mnohokamerovým spektrografem v Ondřejově pozorovala eruptivní protuberance. Na obrázku 8.6 je tato protuberance zachycena ve dvou časových okamžicích. Vpravo od *slit-jaw* snímku protuberance je spektrum v okolí čáry  $H\alpha$  a  $CaII$  (8542 Å).



Obrázek 8.6: Eruptivní protuberance z 4. 1. 2002.

Obrazce ve spektrech jsou tvořeny skloněnou čarou, která svědčí o přítomnosti rotačního pohybu hmoty. Na tuto čáru navazuje zakončení ve tvaru písmene *J*. Velmi podobný spektrální obrazec dává model kužele ilustrovaný v obrázku 8.7. Hmota je soustředěna na periferii kužele a rychlost jejího pohybu se skládá ze dvou složek. Složka rychlosti pohybu po plášti kužele

směrem od jeho vrcholu způsobuje zakončení spektrálního obrazce ve tvaru písmene  $J$ . Rotační složka rychlosti způsobuje sklon spektrálního obrazce.



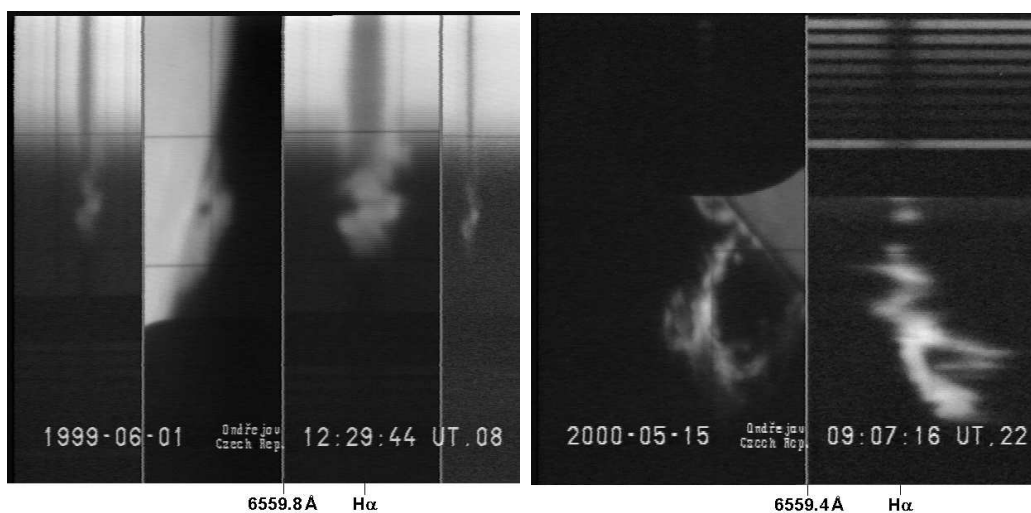
Obrázek 8.7: Interpretace spektrálního obrazce ve tvaru písmene  $J$  pomocí modelu kužele.

Rozeberme nyní obecněji vznik spektrálního obrazce ve tvaru písmene  $J$  v rámci modelu kužele. Je-li úhel  $\varphi$  roven  $90^\circ$  nebo  $270^\circ$ , pak rotační pohyb kužele způsobuje pouze posun spektrálního obrazce k červenému nebo modrému konci spektra. Má-li rotace způsobovat sklon spektrální čáry, je nutné aby  $\varphi \neq 90^\circ$  a zároveň  $\varphi \neq 270^\circ$ . V obrázku 58 je zobrazen model kužele charakterizovaný úhly  $\theta = 90^\circ$  a  $\varphi = 45^\circ$ . Přítomný je pouze pohyb po plášti modelu s rychlostí  $v_p$ . Takový model dává za vznik spektrálnímu obrazci ve tvaru písmene  $U$ . Bude-li úhel  $\theta$  menší než  $90^\circ$ , získá spektrální obrazec tvar písmene  $J$  (obrázek 59). Doplňme-li model zobrazený v obrázku 59 o rotační pohyb, dojde ke sklonu spektrálního obrazce (obrázek 60). Je zde však jistá dvojznačnost. Model zachycený v obrázku 60 je charakterizovaný úhly  $\theta = 70^\circ$  a  $\varphi = 45^\circ$ . Identického výsledku lze dosáhnout pro úhel  $\theta = 70^\circ$  a  $\varphi = 135^\circ$ , změníme-li směr rotace modelu (obrázek 61).

V rámci modelu kužele nelze vznik pozorovaného spektrálního obrazce interpretovat jednoznačně, už jen kvůli výše zmíněné dvojznačnosti. Sklon pozorované spektrální čáry závisí jednak na velikosti rotační rychlosti, ale také na úhlech  $\theta$  a  $\varphi$ . Velikosti rychlosti rotace a úhlů  $\theta$  a  $\varphi$  lze různě kombinovat tak, aby bylo dosaženo stejného sklonu.

### 8.3 Protuberance z 1. 6. 1999

Na obrázku 8.8 vlevo je zachycena protuberance z 1. 6. 1999. Vlevo od snímku protuberance je výřez ze spektra v okolí čáry  $H\beta$  a vpravo jsou spektrální čáry  $H\alpha$  a  $CaII$  (8542 Å). Klikatý obrazec viditelný ve spektru se v anglické terminologii označuje jako *zig-zag*. Nejpravděpodobnějším mechanismem zodpovědným za vznik takového spektrálního obrazce je spirálovitý pohyb plazmatu. V příloze v obrázcích 50 a 51 je demonstrováno, jakým způsobem může pozorovaný spektrální obrazec vzniknout. Podobný obrazec se objevil i v horní části spektra eruptivní protuberance z 15. 5. 2000 (obrázek 8.8 vpravo).



Obrázek 8.8: Klikaté obrazce ve spektrech protuberancí z 1. 6. 1999 a 15. 5. 2000.

Pro stanovení charakteristik pozorovaných spektrálních obrazců byl použit model spirály z programu *OBJEKTY*, jehož osa leží v rovině štěrbinu spektrografu a je zároveň kolmá na zornou přímku ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ). Z Dopplerova posuvu ve spektru byla podle vztahu

$$v_D = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda_{H\alpha}} \quad (8.4)$$

určena dopplerovská komponenta rychlosti pohybu plazmatu po spirále. Ve vztahu 8.4 je  $c$  rychlost světla a  $\Delta\lambda$  Dopplerův posuv určující dopplerovskou komponentu rychlosti  $v_D$ . Pro protuberanci z 1. 6. 1999 byla tato komponenta rychlosti stanovena na  $42 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  a pro eruptivní protuberanci z 15. 5. 2000 na  $35 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ . Ze spekter lze dále určit parametr charakterizující rozestup

uzlů spirály  $D$  (obrázek 8.9). Ten činil pro protuberanci v obrázku 8.8 vlevo 26000 km a pro protuberanci v obrázku 8.8 vpravo 33000 km.

Velikost vektoru rychlosti pohybu po spirále  $v_s$  lze získat ze vztahu

$$v_s = \frac{v_D}{\cos \vartheta}. \quad (8.5)$$

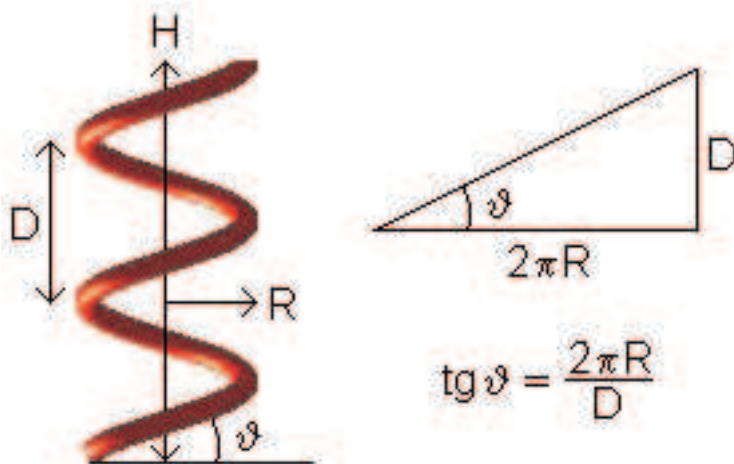
Pro úhel  $\vartheta$  v rovnici 8.5 platí vztah

$$\tan \vartheta = \frac{2\pi R}{D} \quad (8.6)$$

a jeho význam je patrný z obrázku 8.9. Úhel  $\vartheta$  navíc souvisí s veličinou zvanou *twist* zavedenou v kapitole 3 podle vztahu

$$\Phi = \frac{H \tan \vartheta}{R}. \quad (8.7)$$

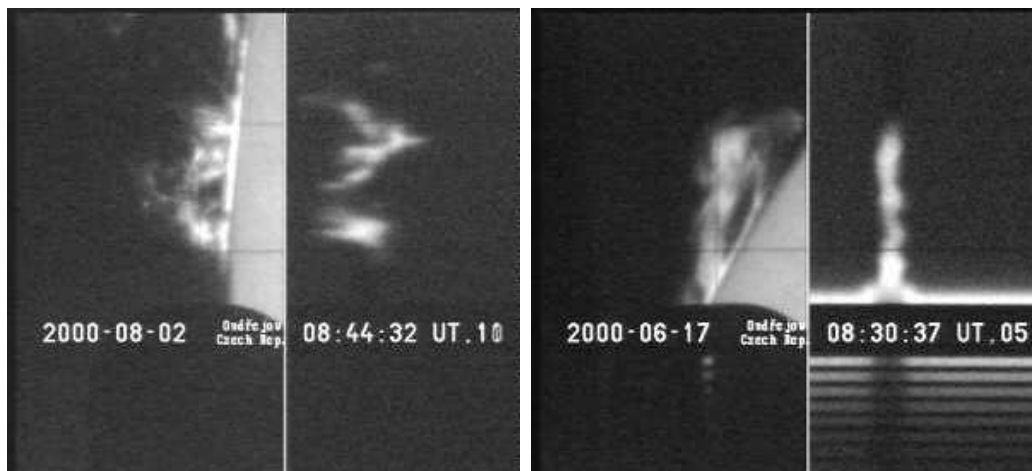
Ze spektroskopického pozorování nelze jednoznačně určit hodnotu poloměru spirály  $R$ , která je potřebná ke stanovení velikosti úhlu  $\vartheta$  a velikosti rychlosti pohybu hmoty po spirále  $v_s$ . K možnému určení poloměru  $R$  by bylo nutné pokusit se analyzovat *slit-jaw* snímek protuberance, který by tak mohl doplnit spektroskopické pozorování.



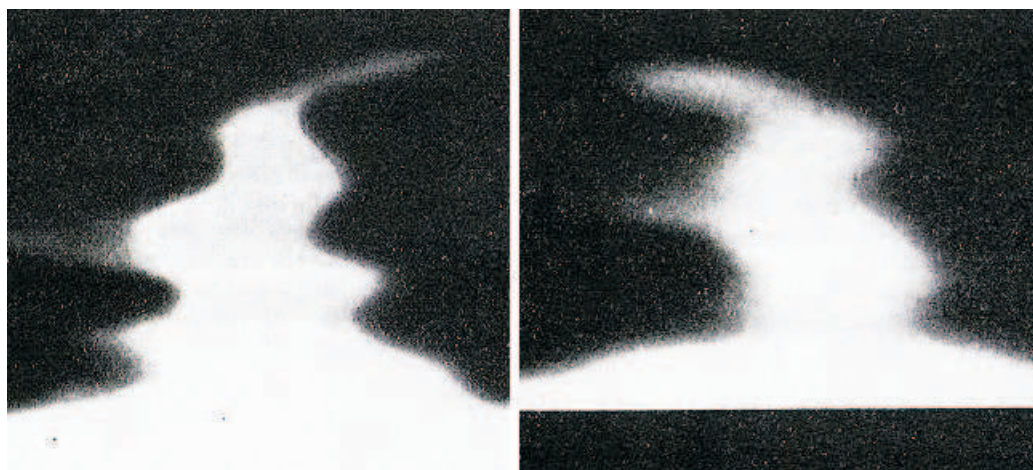
Obrázek 8.9: Parametry charakterizující předpokládaný model spirály.

Spirální struktury se pozorují téměř ve všech typech protuberancí a nejčastěji se vyskytují v těch eruptivních. Zdá se, že úzce souvisí s otázkami rovnováhy a stability protuberancí a jejich studium může být důležité pro dokonalejší pochopení eruptivních procesů ve sluneční atmosféře. Přítomnost

spirálních struktur v protuberancích dokládá kromě filtrogramů také spektroskopické pozorování. Často lze ve spektrech identifikovat klikaté obrazce podobné tomu, který se objevil ve spektru protuberance z 1. 6. 1999. V obrázku 8.10 a 8.11 jsou další ukázky podobných obrazců.



Obrázek 8.10: Klikaté obrazce ve spektrech protuberancí z 2. 8. 2000 a 17. 6. 2000.



Obrázek 8.11: Spektra protuberancí převzatá z [26].

# Kapitola 9

## Závěr

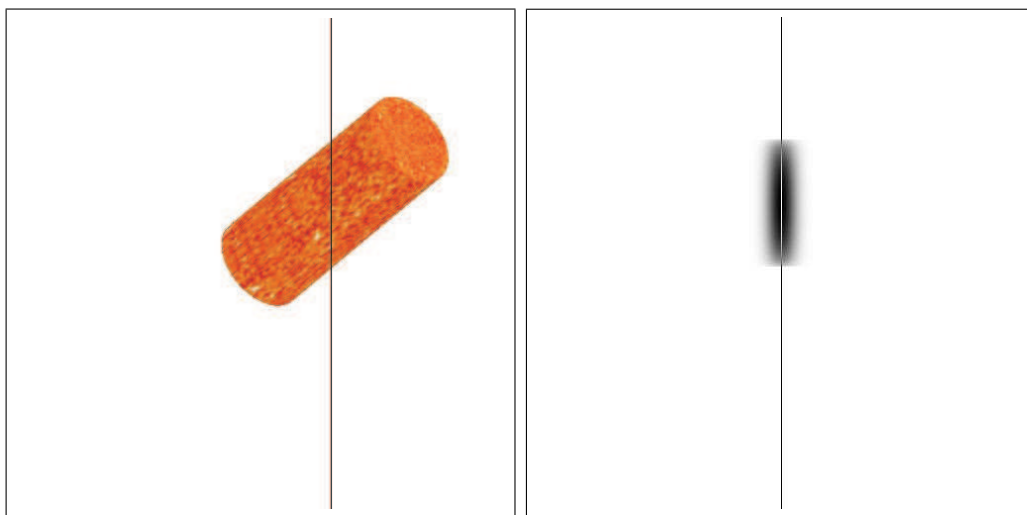
V rámci diplomové práce byl vytvořen program *OBJEKTY*. Program vede ke zjednodušení interpretace spektrálních obrazců objevujících se ve spektrech protuberancí, a to z kinematického hlediska. Je možné ho použít pro analýzu reálných spekter. V programu *OBJEKTY* je zahrnuto zobrazení kinematických modelů pohybu plazmatu ve formě válce, kužele, elipsoidu a spirály. Uživatel má možnost nastavovat jak kinematické, tak geometrické parametry modelů. Součástí programu je zobrazení projevů pohybů předpokládaných modelů ve spektru. Program byl vytvořen v prostředí IDL (konkrétně ve verzi IDL5.1 pro operační systém Windows), které je vhodné zvláště pro vizualizaci a zpracování dat.

V kapitole 7 byla ukázána spektra, která lze očekávat od struktur tvaru válce, kužele, elipsoidu a spirály. Pro účely diplomové práce byly zvoleny ukázky, které demonstrují zejména efekty způsobené určitými druhy pohybů modelů, ale také vliv způsobu rozložení hmoty v modelech nebo naklonění modelů vůči pozorovateli.

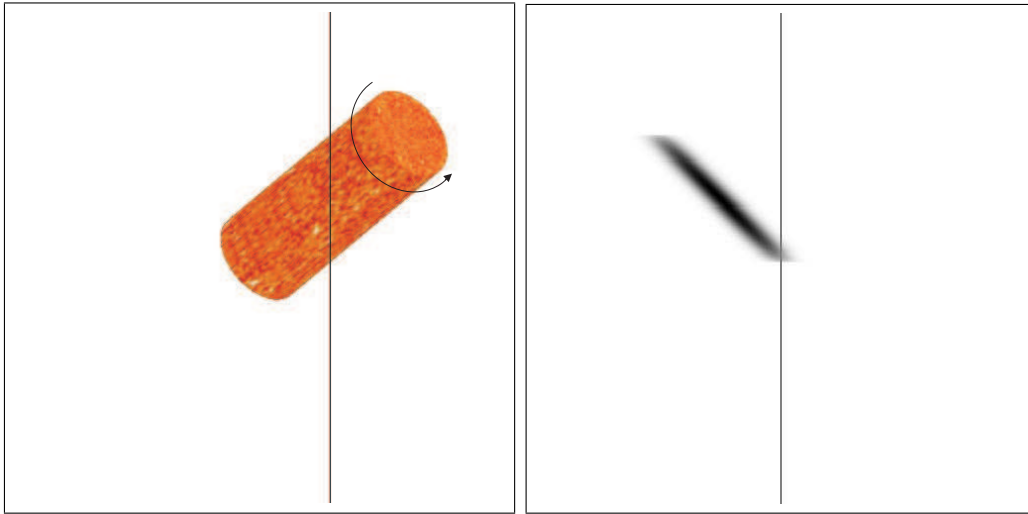
Pro analýzu byla vybrána spektra eruptivních protuberancí z 15. 5. 2000 a 4. 1. 2002 a spektrum protuberance z 1. 6. 1999. Všechna byla pořízena mnohokamerovým spektrografem v Ondřejově. V těchto spektrech se pozoroval kruhový obrazec, obrazec ve tvaru písmene *J* a klikaté obrazce. Obrazce byly interpretovány v rámci čtyř modelů zahrnutých v programu *OBJEKTY*. Pro tato vybraná spektra byly kvantitativně stanoveny charakteristiky předpokládaných modelů nebo bylo jejich stanovení diskutováno.

Jako možné navázání na předkládanou práci se nabízí zejména různá zobecnění modelů, jejich kinematických a geometrických vlastností. V úvahu připadá také sestavení nových modelů. Dalším rozšířením by mohlo být doplnění interpretace spektrálních obrazců o analýzu *slit-jaw* snímků.

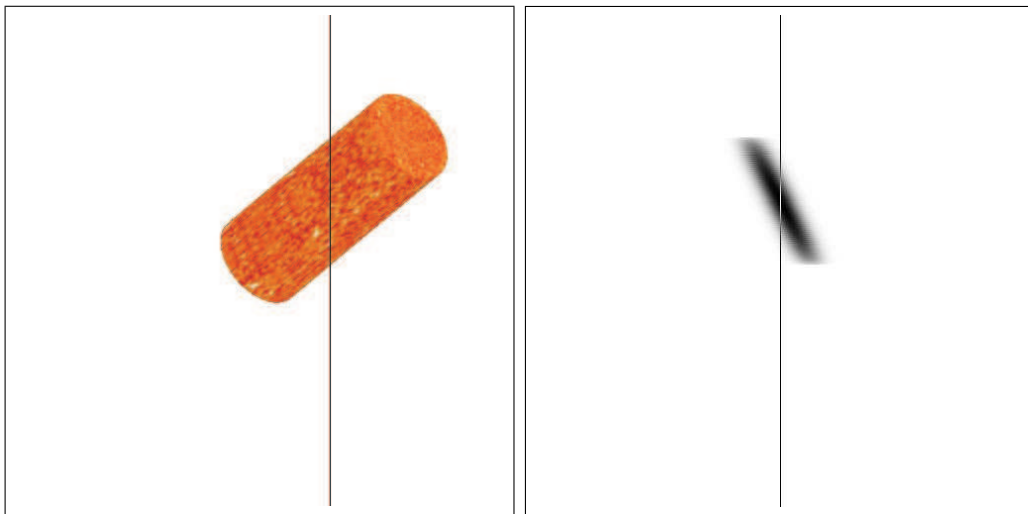
# Příloha



Obrázek 1: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 52^\circ$ ,  $\varphi = 40^\circ$ .

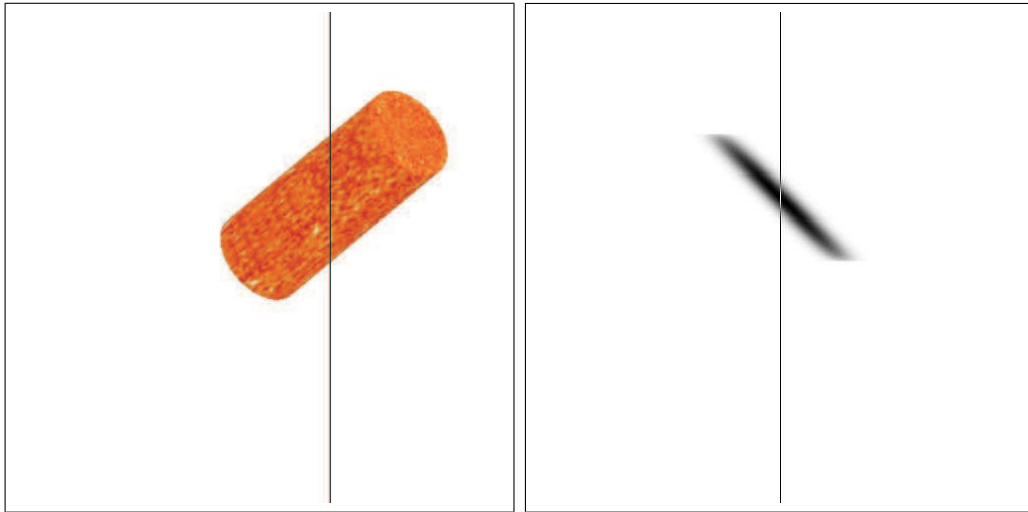


Obrázek 2: Model válce:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 4$ ,  $\theta = 52^\circ$ ,  $\varphi = 40^\circ$ .

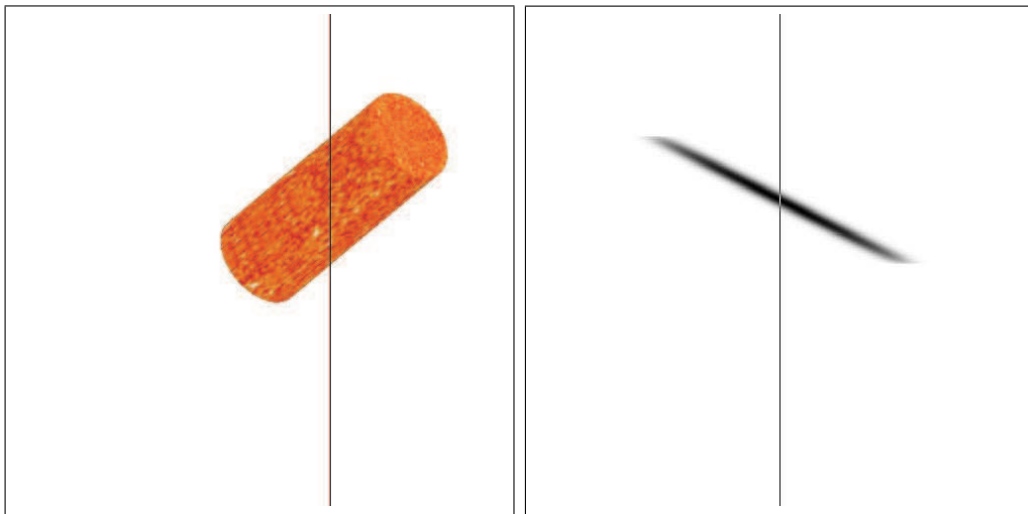


Obrázek 3: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 2$ ,  $\theta = 52^\circ$ ,  $\varphi = 40^\circ$ .

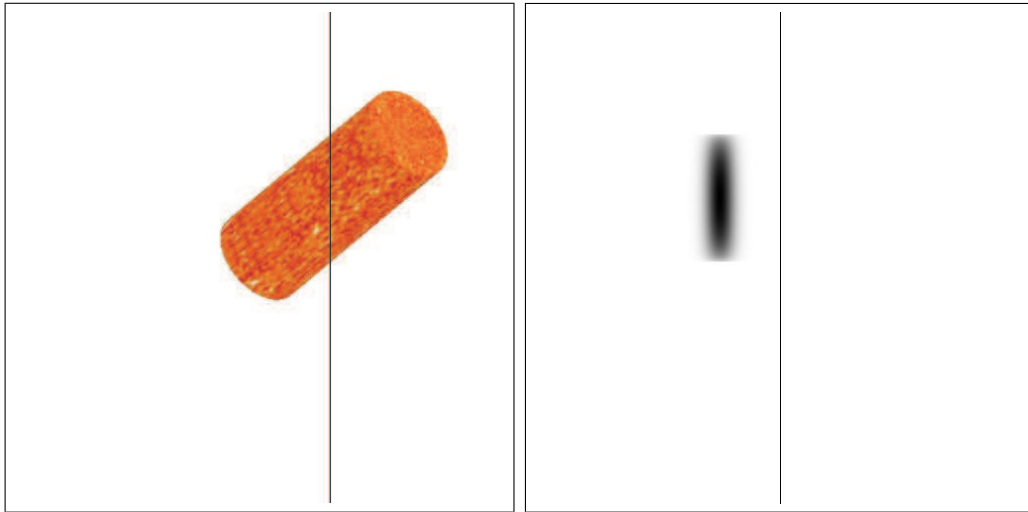




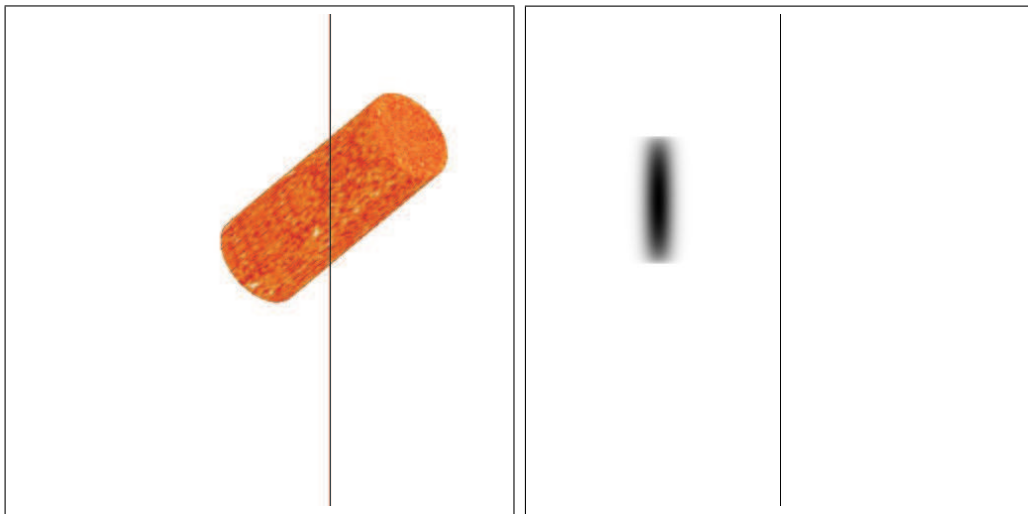
Obrázek 4: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 4$ ,  $\theta = 52^\circ$ ,  $\varphi = 40^\circ$ .



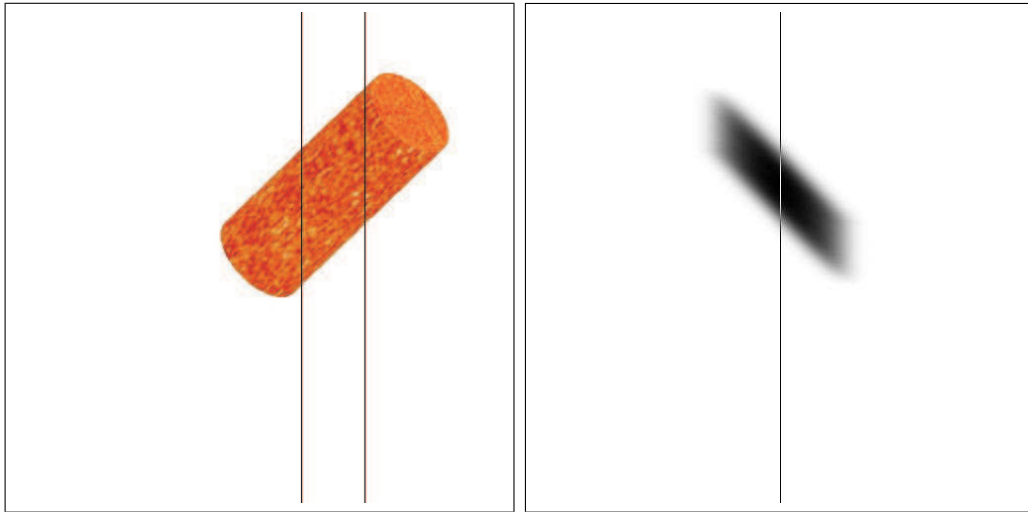
Obrázek 5: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 8$ ,  $\theta = 52^\circ$ ,  $\varphi = 40^\circ$ .



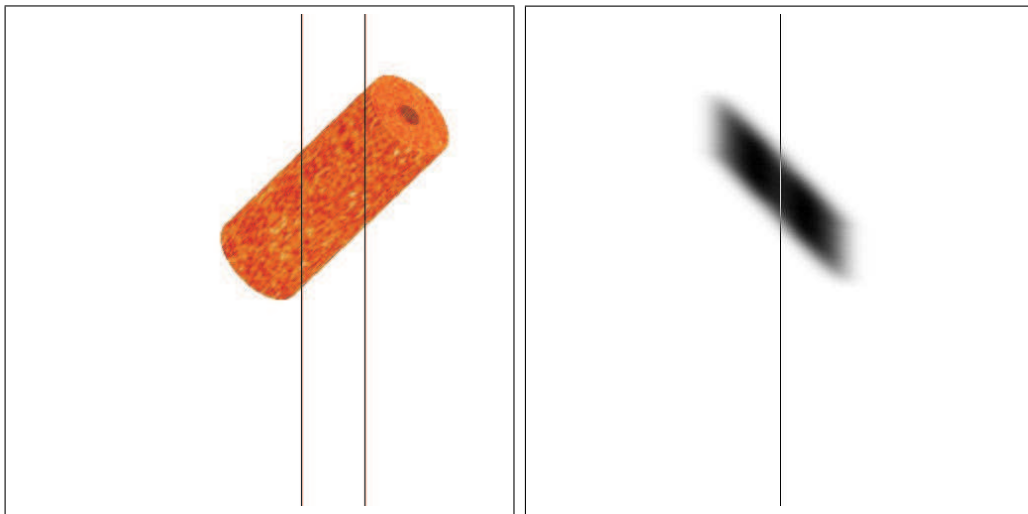
Obrázek 6: Model válce:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 52^\circ$ ,  $\varphi = 40^\circ$ .



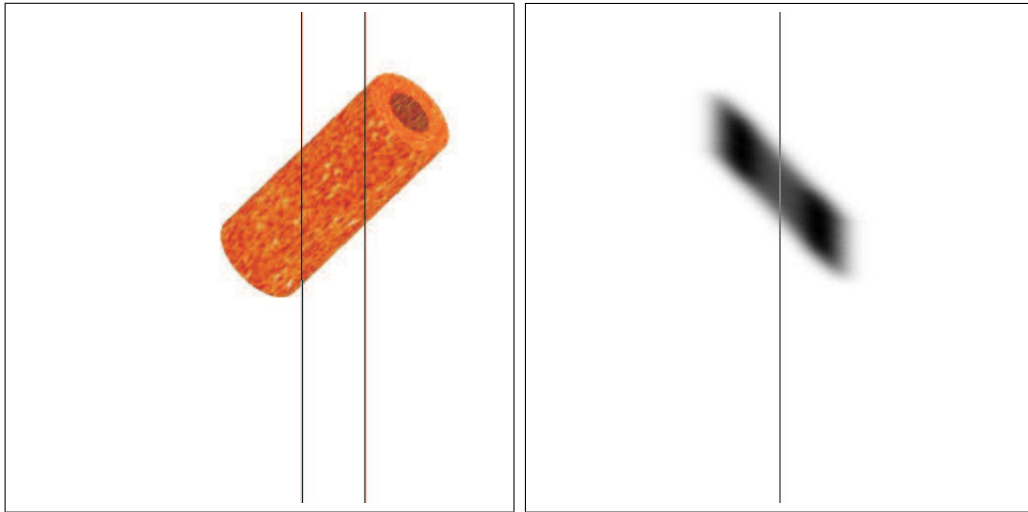
Obrázek 7: Model válce:  $v_p = 20$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 52^\circ$ ,  $\varphi = 40^\circ$ .



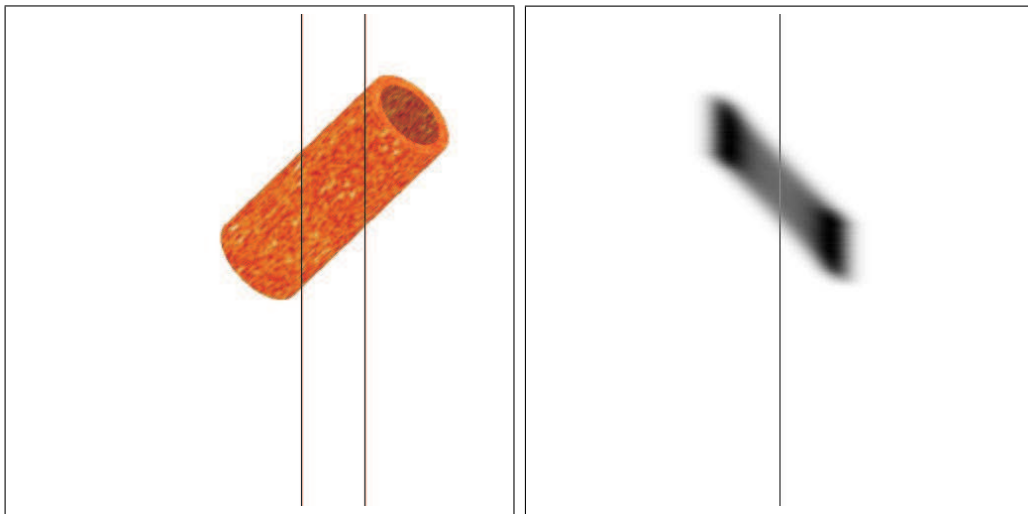
Obrázek 8: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 4$ ,  $\theta = 58^\circ$ ,  $\varphi = 44^\circ$ .



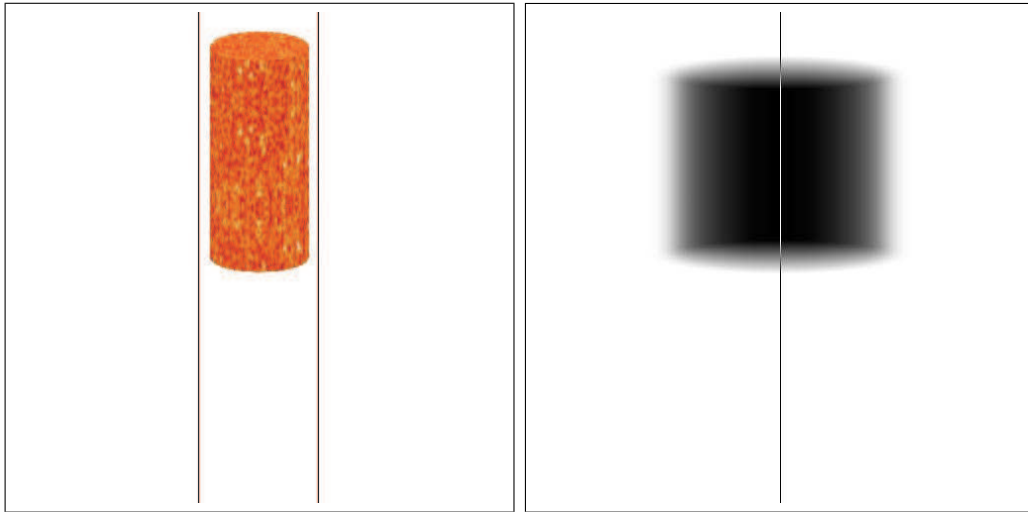
Obrázek 9: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 4$ ,  $\theta = 58^\circ$ ,  $\varphi = 44^\circ$ .



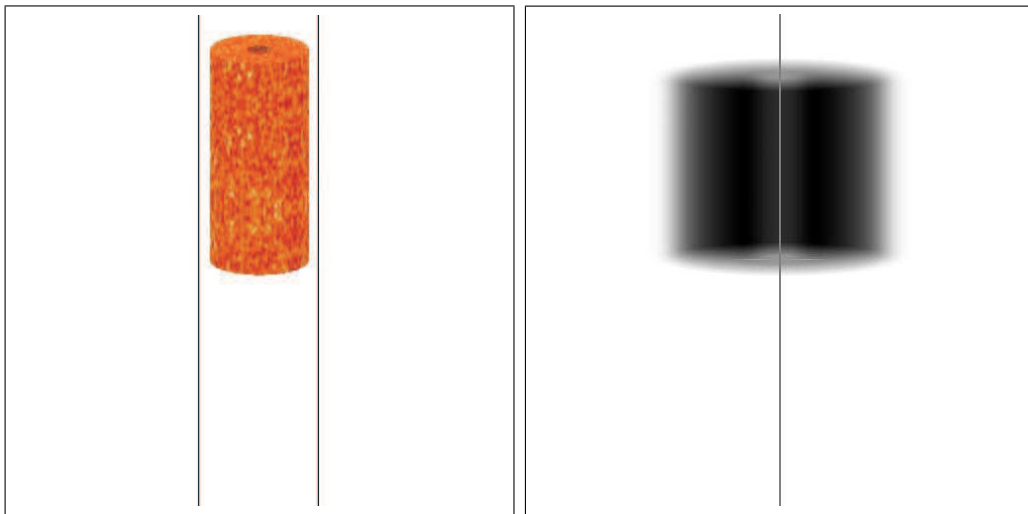
Obrázek 10: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 4$ ,  $\theta = 58^\circ$ ,  $\varphi = 44^\circ$ .



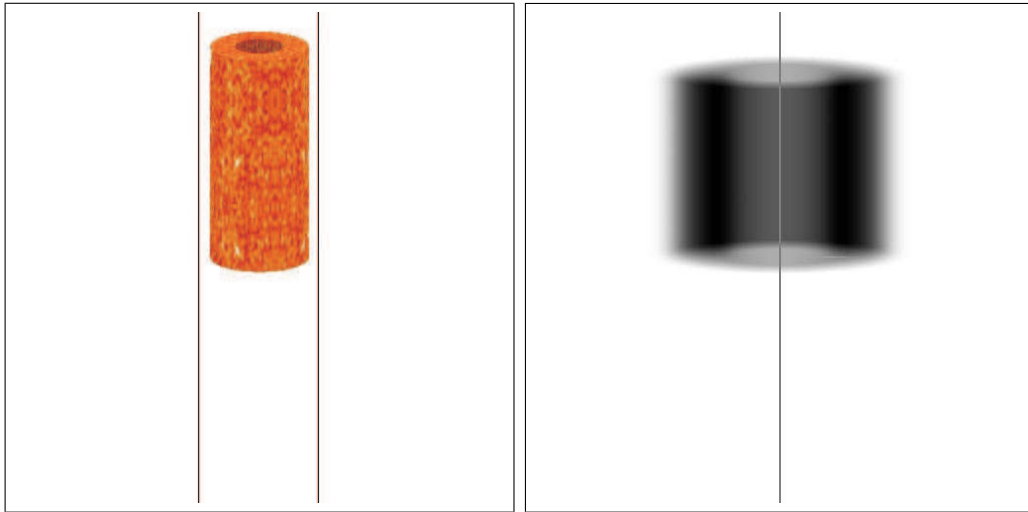
Obrázek 11: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 4$ ,  $\theta = 58^\circ$ ,  $\varphi = 44^\circ$ .



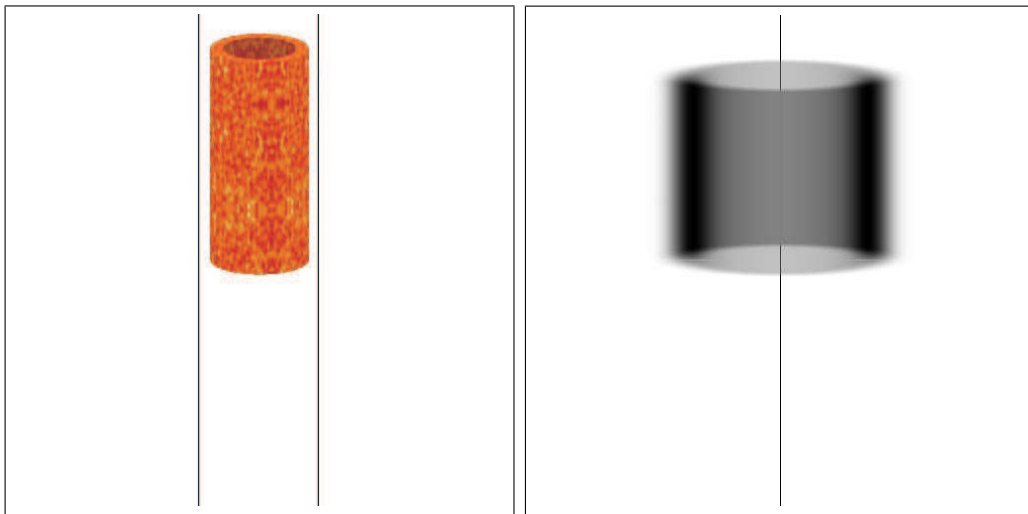
Obrázek 12: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 6$ ,  $\theta = 70^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ .



Obrázek 13: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 6$ ,  $\theta = 70^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ .

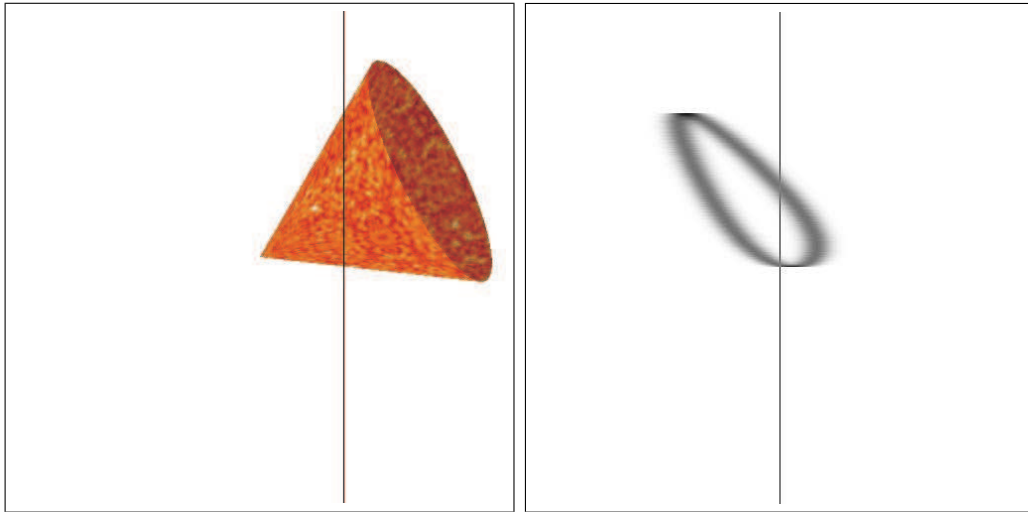


Obrázek 14: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 6$ ,  $\theta = 70^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ .

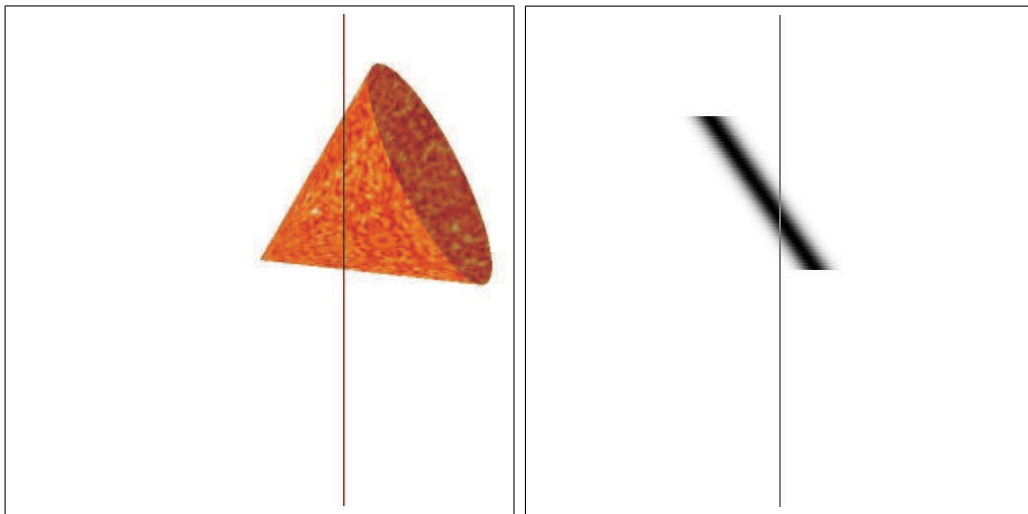


Obrázek 15: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 6$ ,  $\theta = 70^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ .



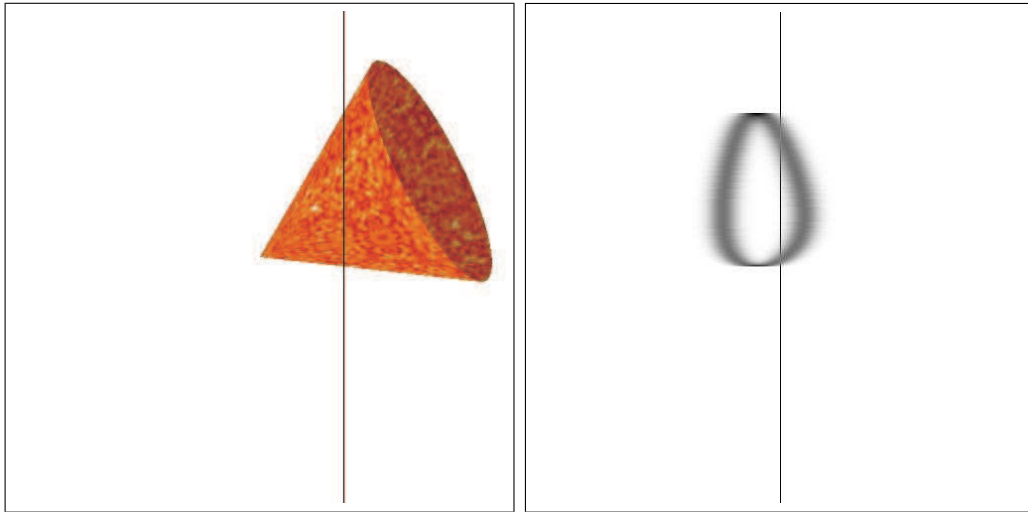


Obrázek 16: Model kužele:  $v_p = 8$ ,  $\omega = 2$ ,  $\theta = 75^\circ$ ,  $\varphi = 27^\circ$ .

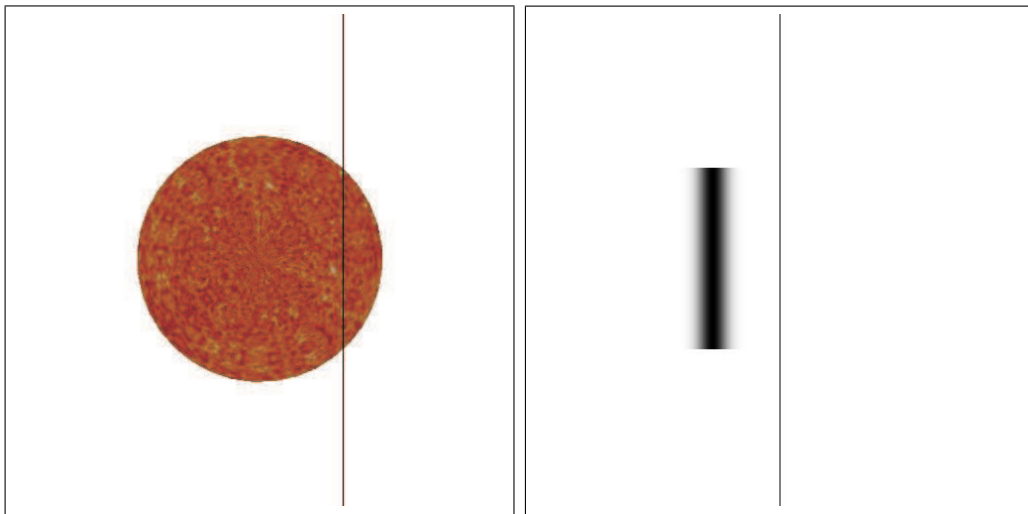


Obrázek 17: Model kužele:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 2$ ,  $\theta = 75^\circ$ ,  $\varphi = 27^\circ$ .

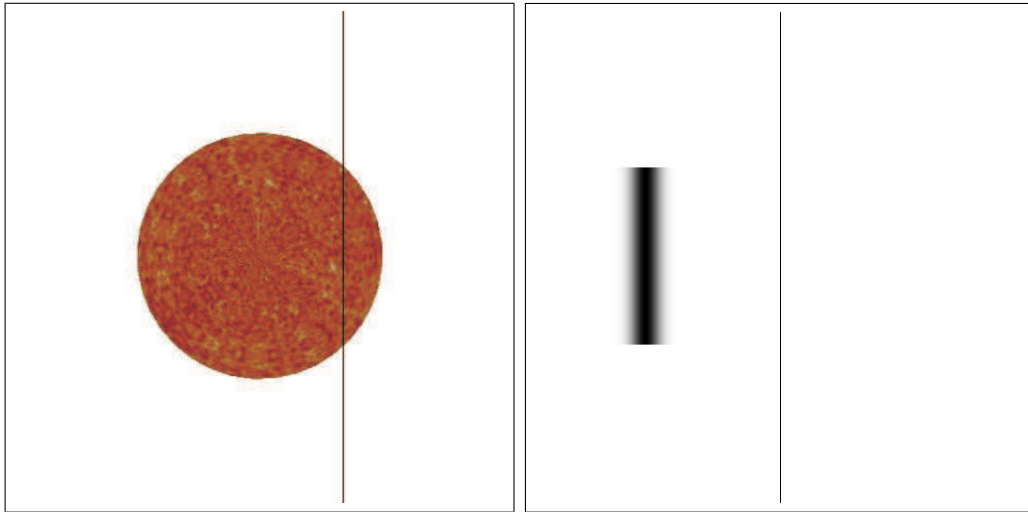




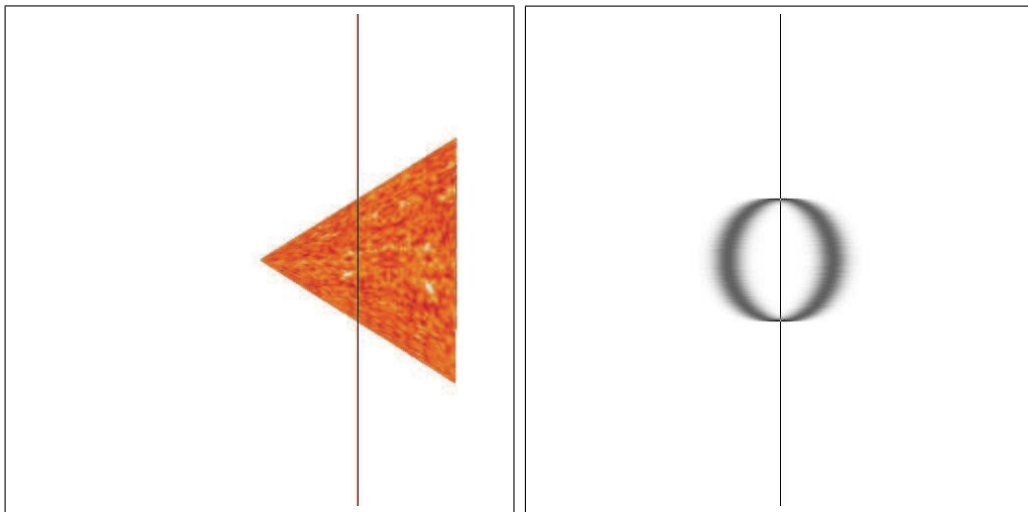
Obrázek 18: Model kužele:  $v_p = 8$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 75^\circ$ ,  $\varphi = 27^\circ$ .



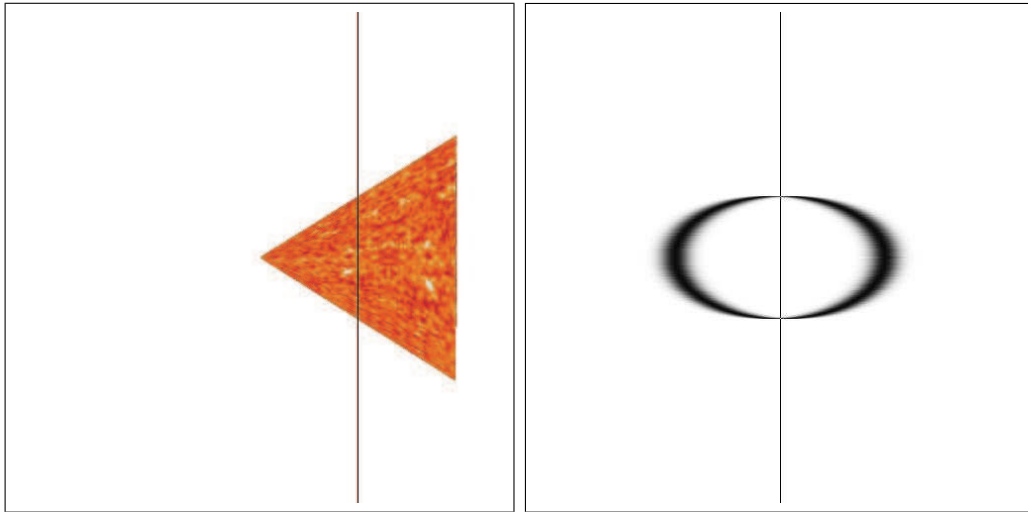
Obrázek 19: Model kužele:  $v_p = 8$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 0^\circ$ .



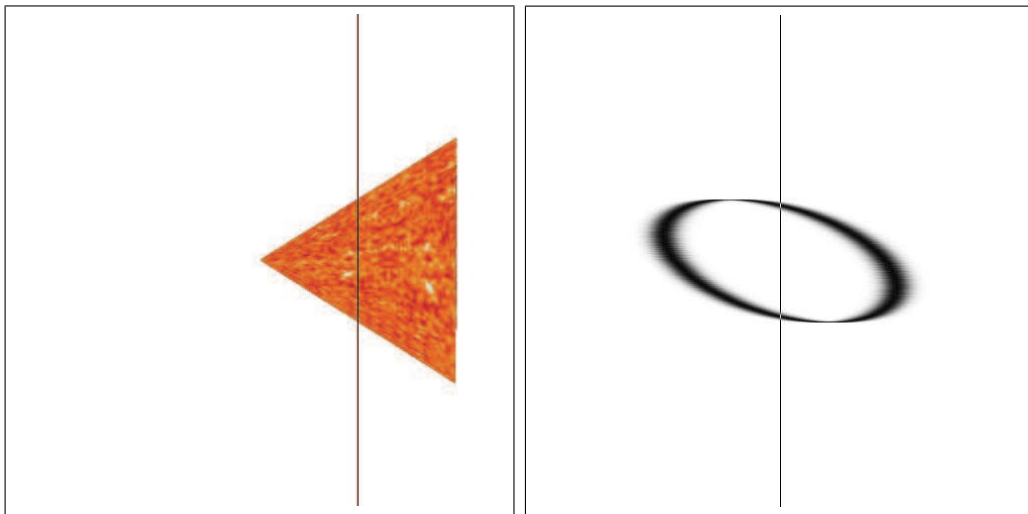
Obrázek 20: Model kužele:  $v_p = 16$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 0^\circ$ .



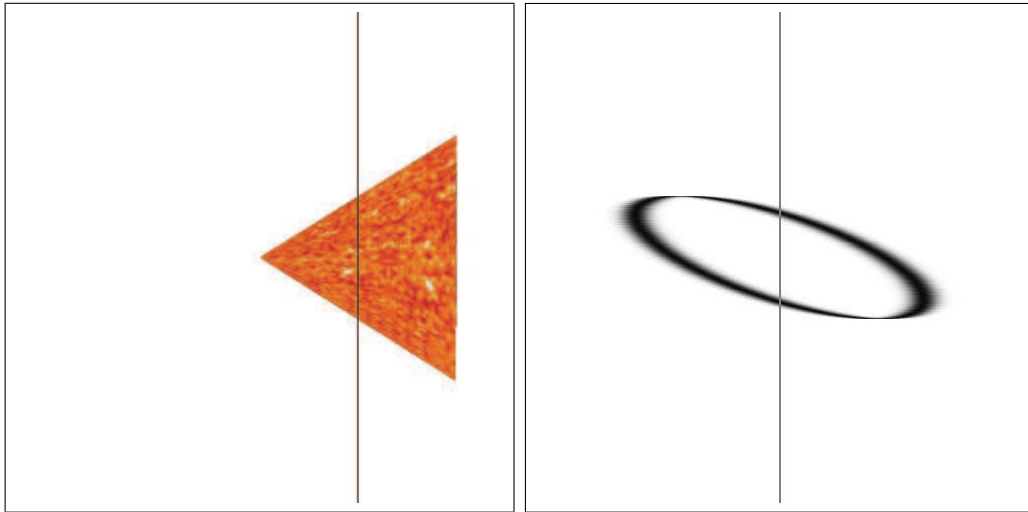
Obrázek 21: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .



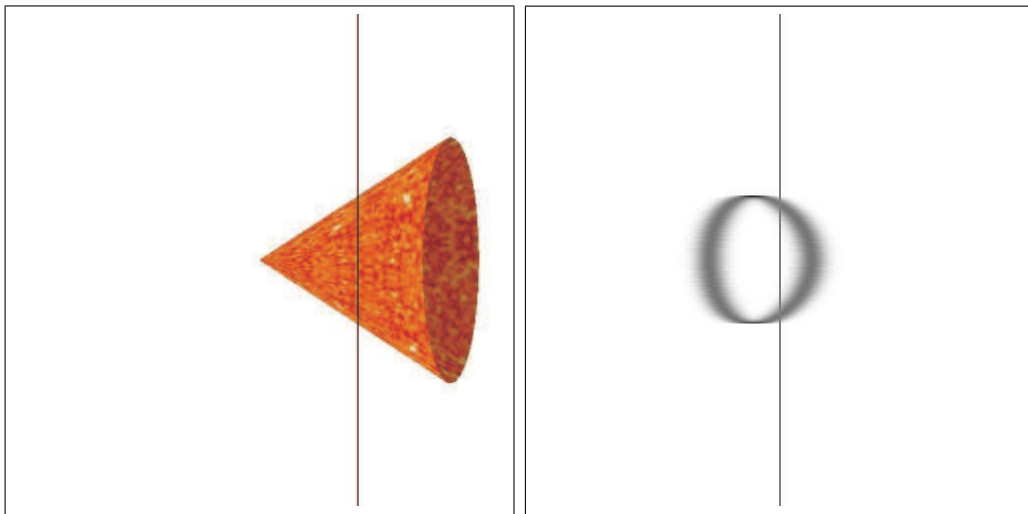
Obrázek 22: Model kužele:  $v_p = 20$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .



Obrázek 23: Model kužele:  $v_p = 20$ ,  $\omega = 2$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .

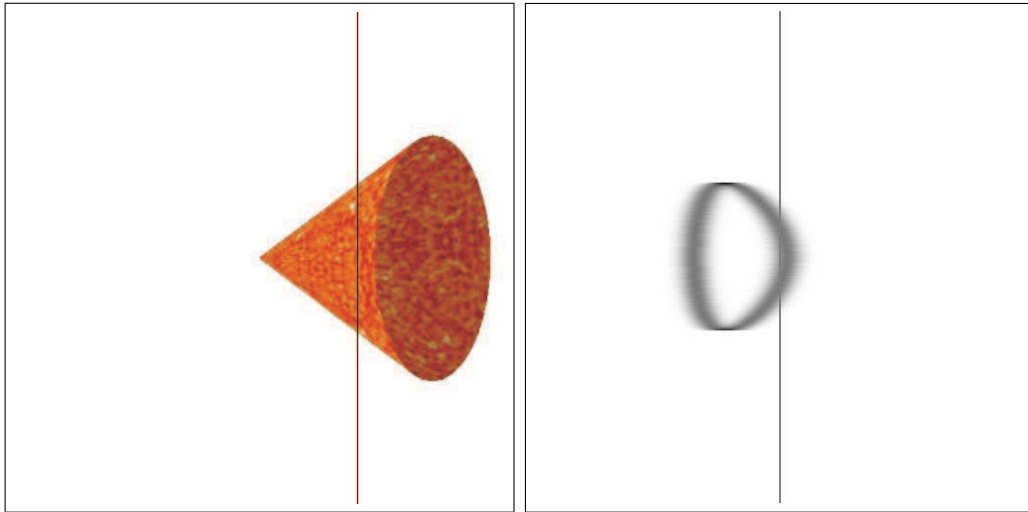


Obrázek 24: Model kužele:  $v_p = 20$ ,  $\omega = 4$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .

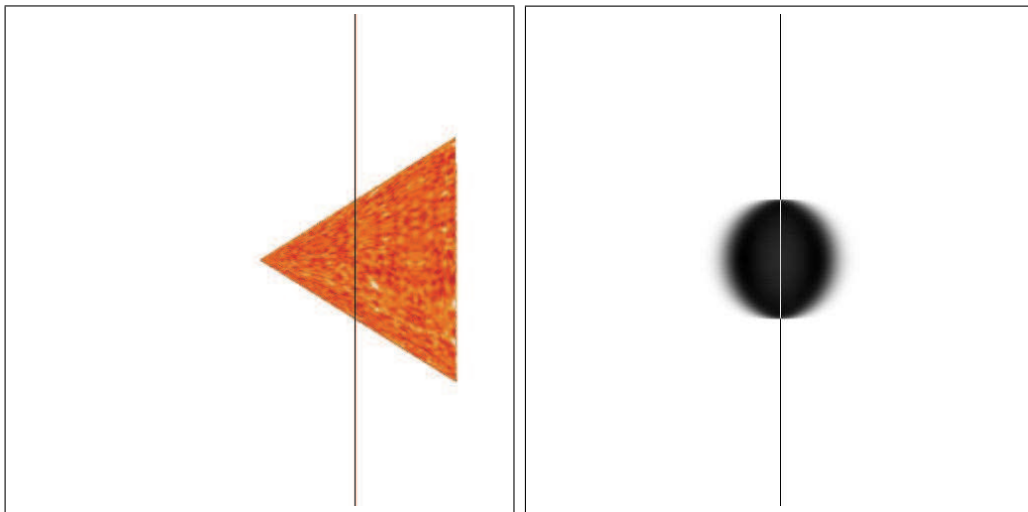


Obrázek 25: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 77^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .

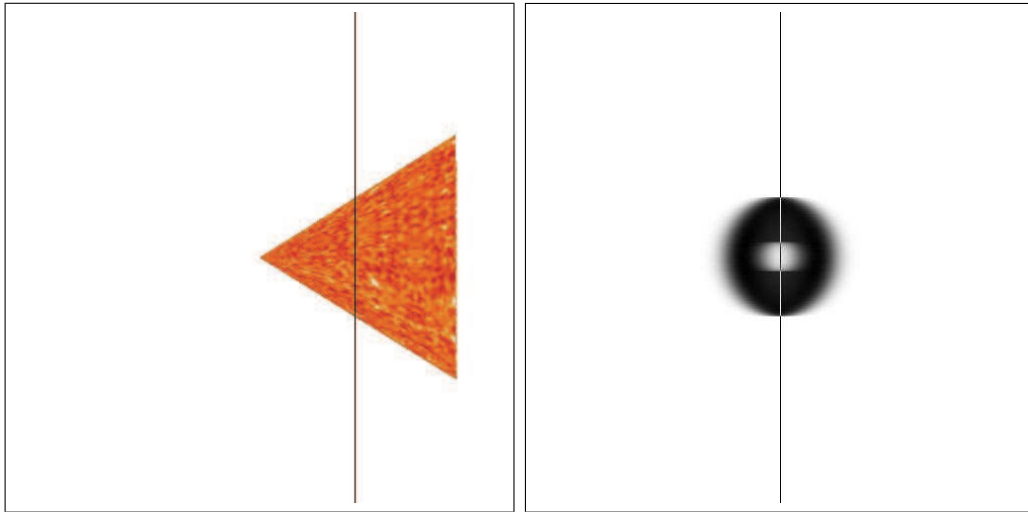




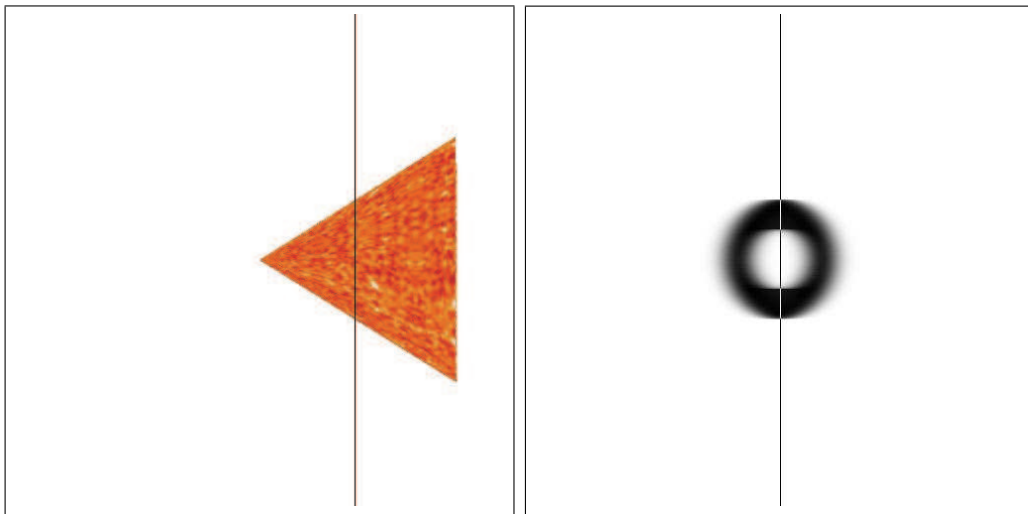
Obrázek 26: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 62^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .



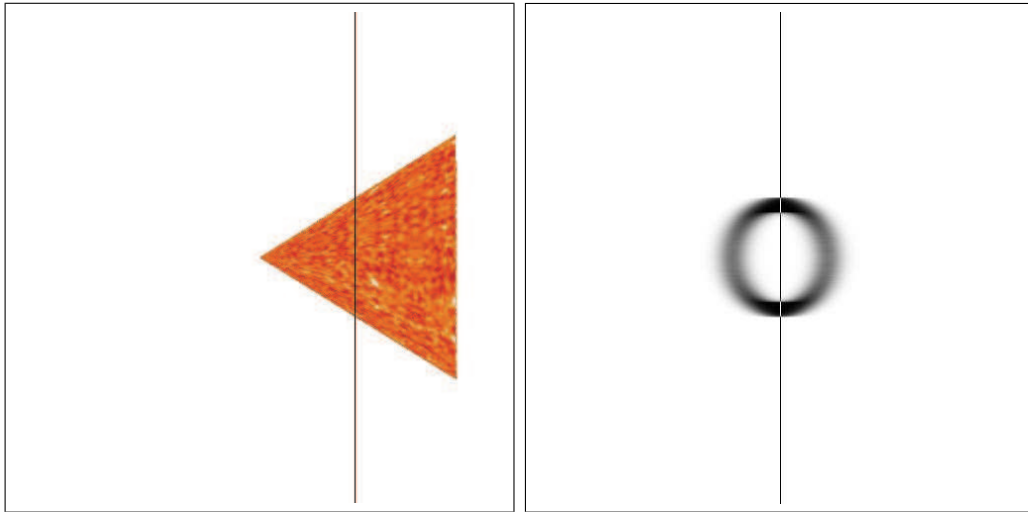
Obrázek 27: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .



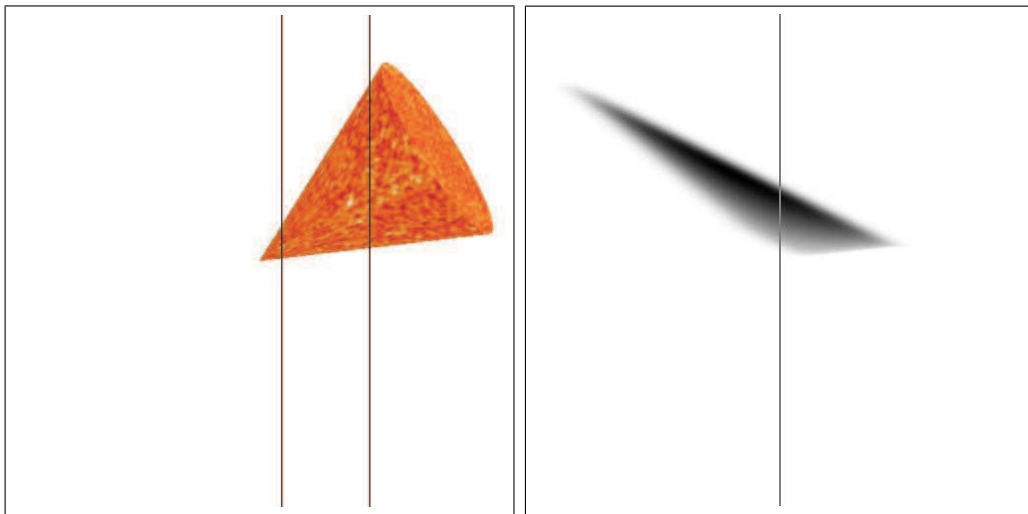
Obrázek 28: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .



Obrázek 29: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .

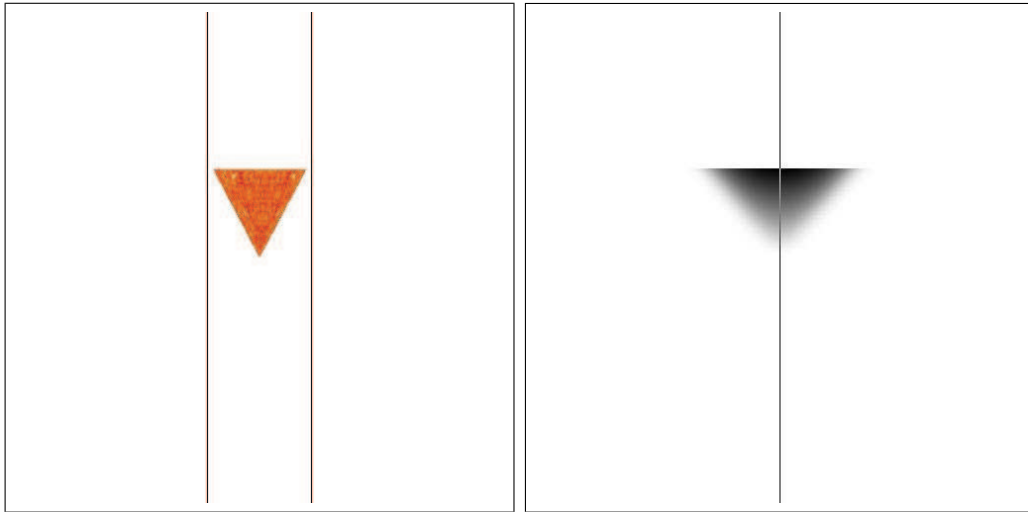


Obrázek 30: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .

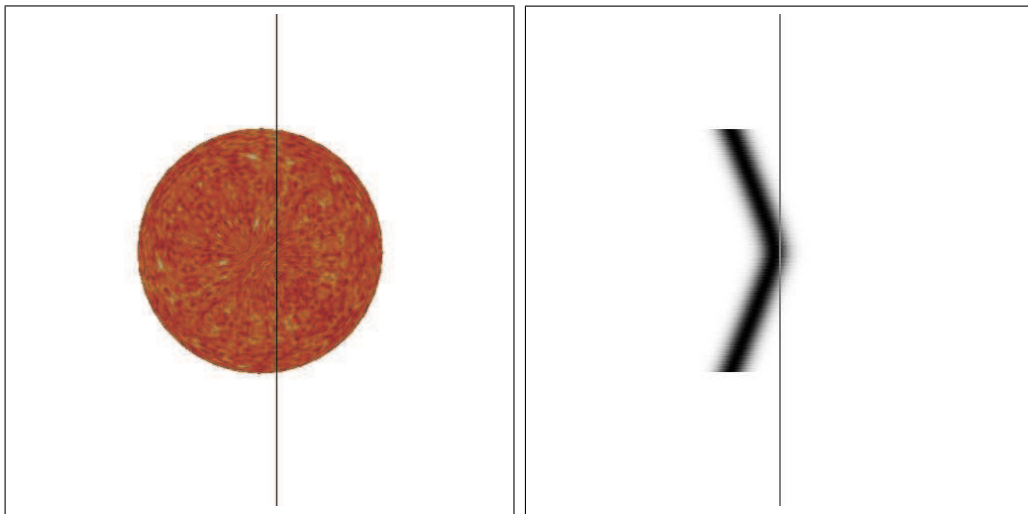


Obrázek 31: Model kužele:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 6$ ,  $\theta = 80^\circ$ ,  $\varphi = 32^\circ$ .

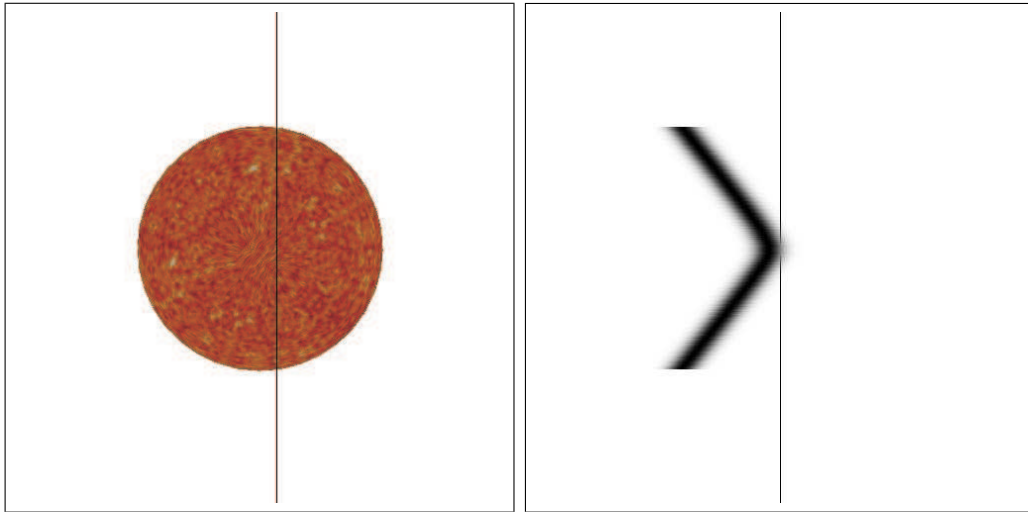




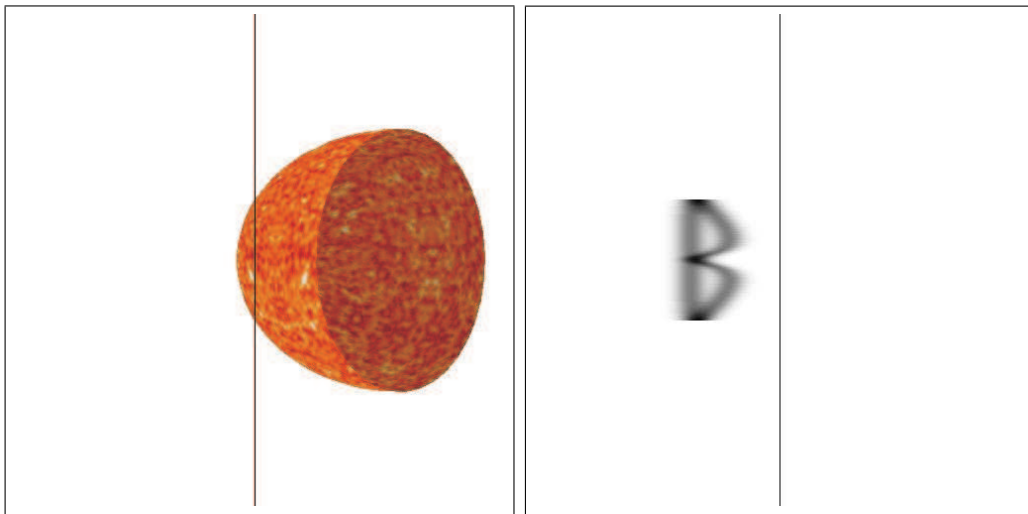
Obrázek 32: Model kužele:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 4$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ .



Obrázek 33: Model elipsoidu:  $v_p = 5$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 0^\circ$ .

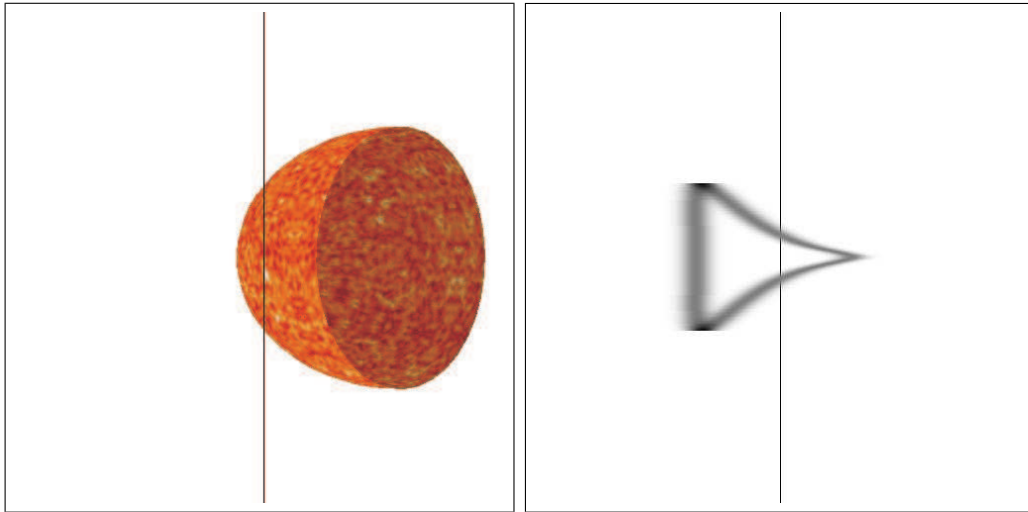


Obrázek 34: Model elipsoidu:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 0^\circ$ .

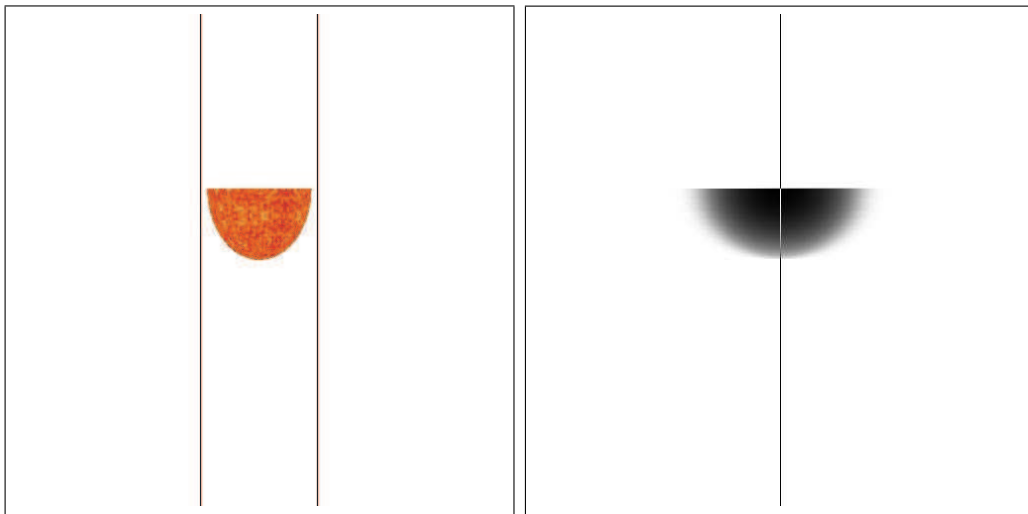


Obrázek 35: Model elipsoidu:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 50^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .

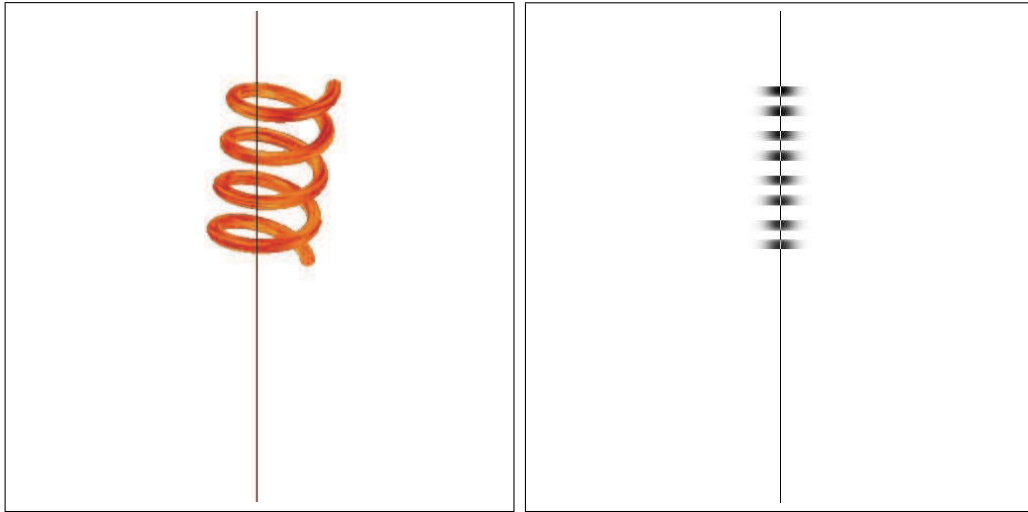




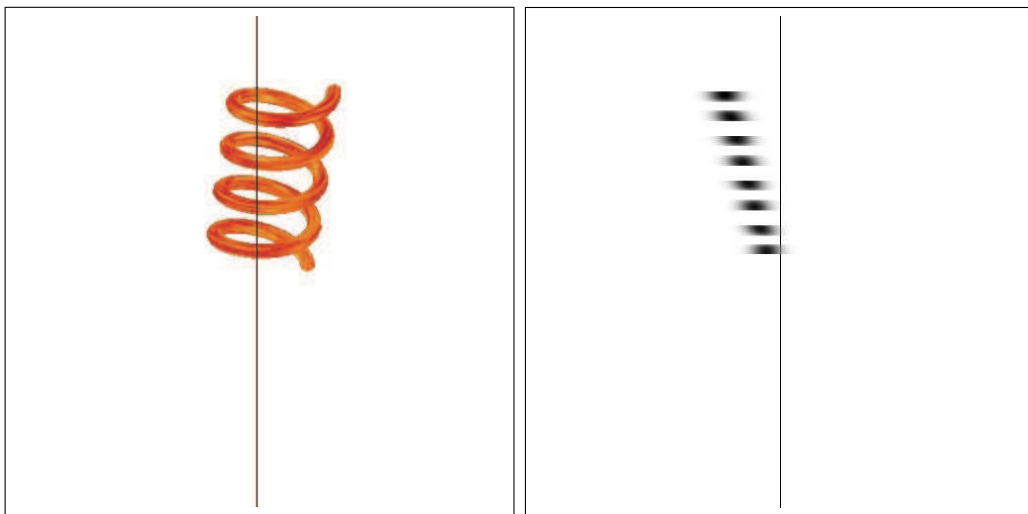
Obrázek 36: Model elipsoidu:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 50^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$ .



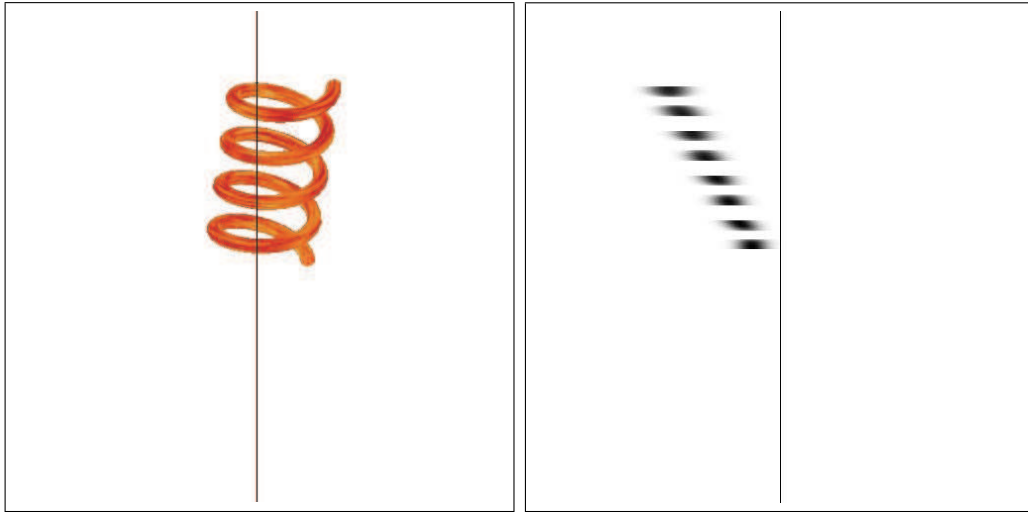
Obrázek 37: Model elipsoidu:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 4$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ .



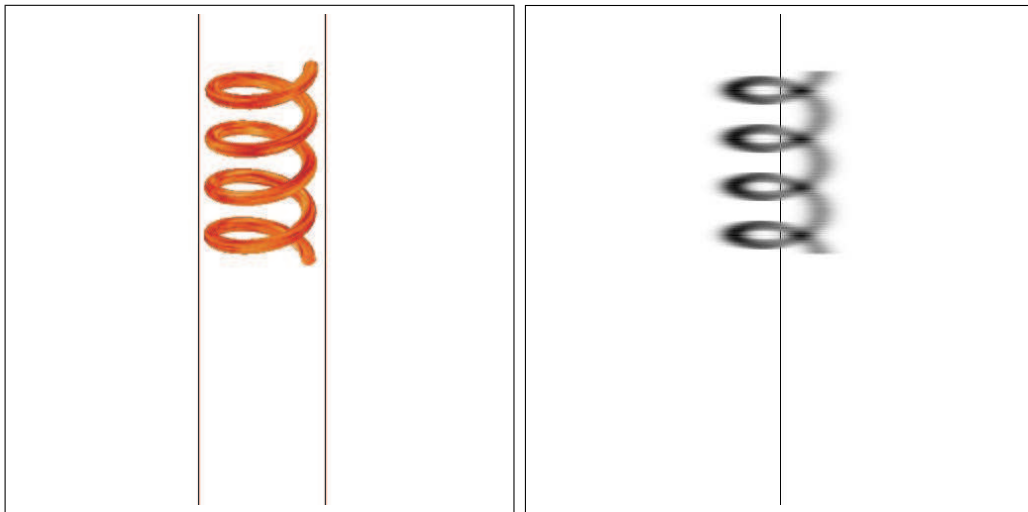
Obrázek 38: Model spirály:  $v_s = 0$ ,  $\theta = 64^\circ$ ,  $\varphi = 82^\circ$ .



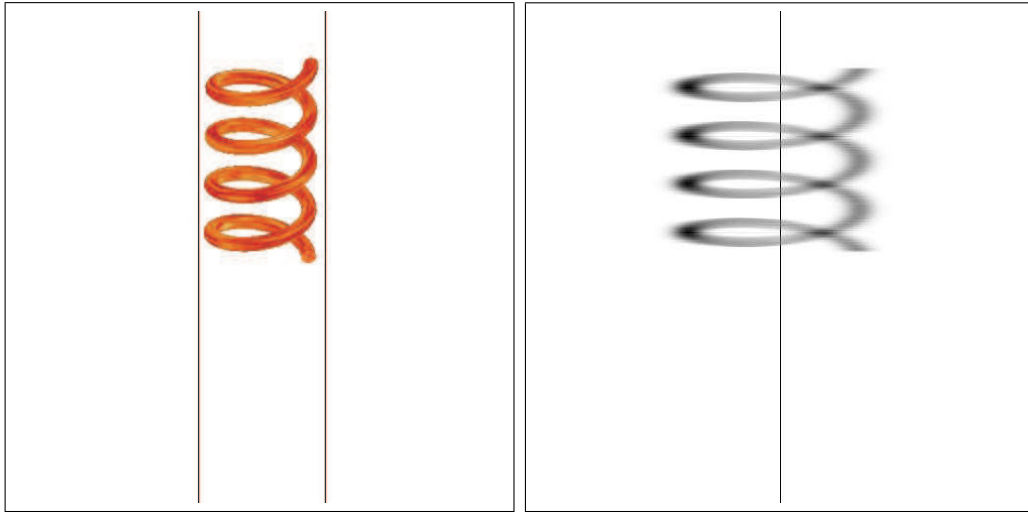
Obrázek 39: Model spirály:  $v_s = 10$ ,  $\theta = 64^\circ$ ,  $\varphi = 82^\circ$ .



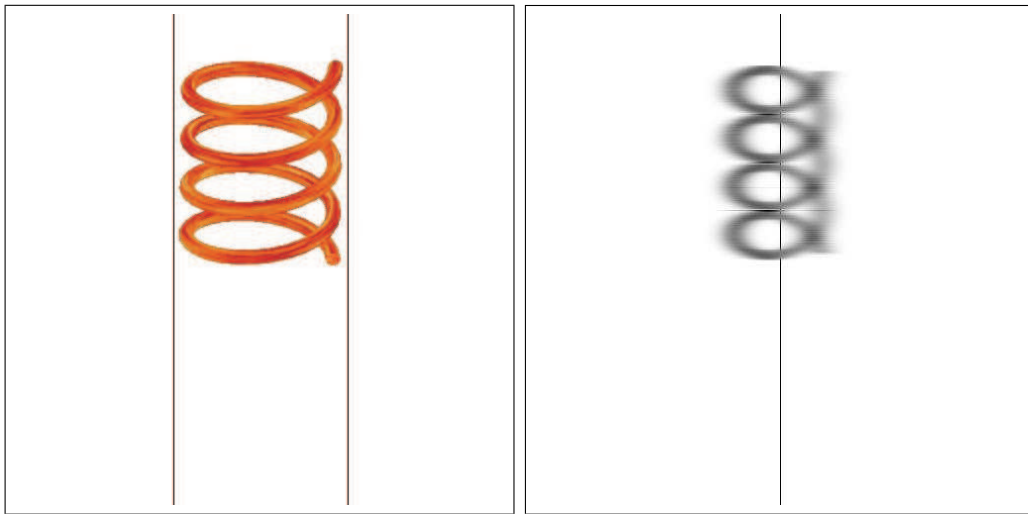
Obrázek 40: Model spirály:  $v_s = 20$ ,  $\theta = 64^\circ$ ,  $\varphi = 82^\circ$ .



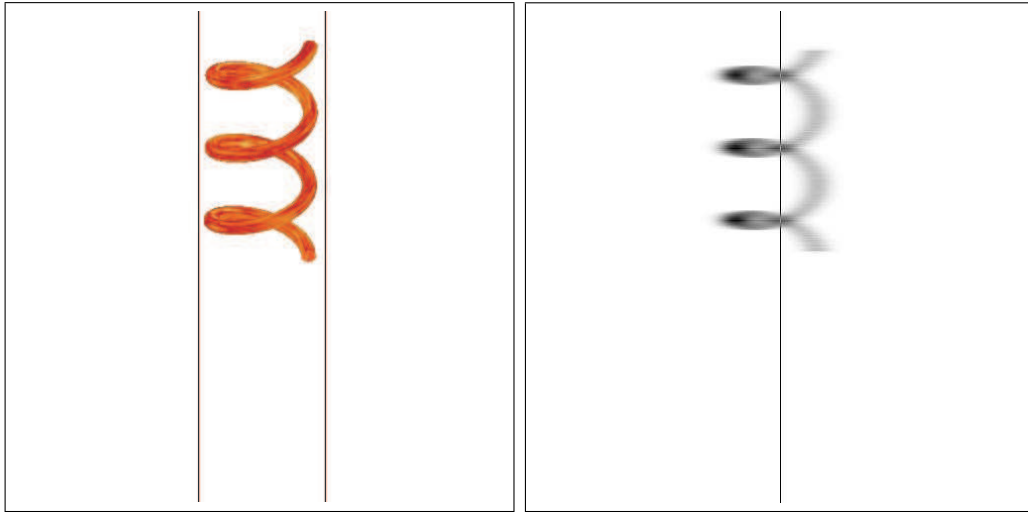
Obrázek 41: Model spirály:  $v_s = 5$ ,  $\theta = 63^\circ$ ,  $\varphi = 89^\circ$ .



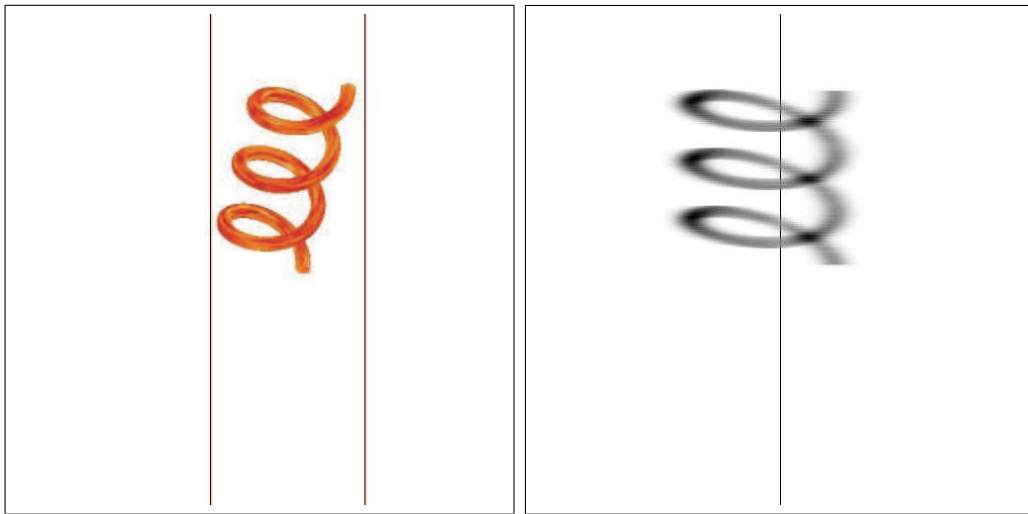
Obrázek 42: Model spirály:  $v_s = 10$ ,  $\theta = 63^\circ$ ,  $\varphi = 89^\circ$ .



Obrázek 43: Model spirály:  $v_s = 5$ ,  $\theta = 63^\circ$ ,  $\varphi = 89^\circ$ .

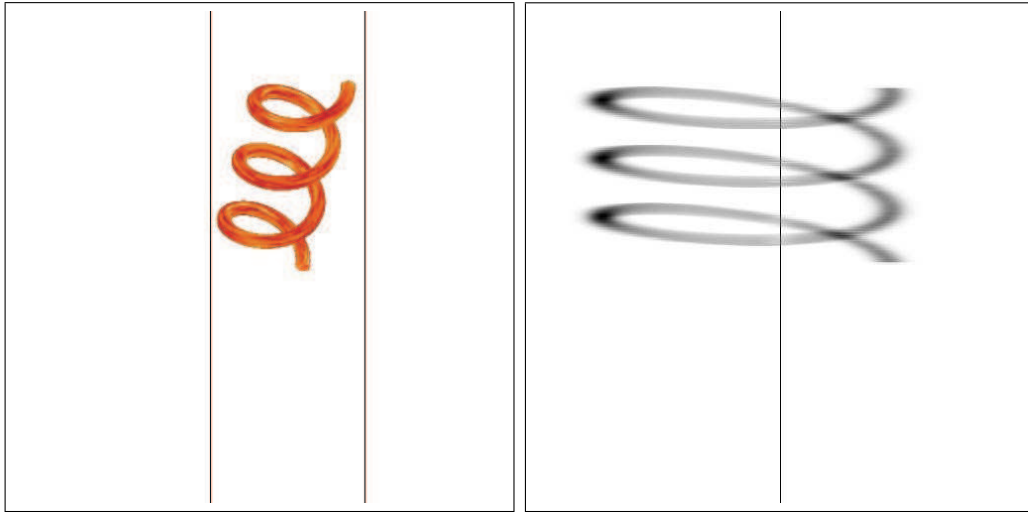


Obrázek 44: Model spirály:  $v_s = 5$ ,  $\theta = 63^\circ$ ,  $\varphi = 89^\circ$ .

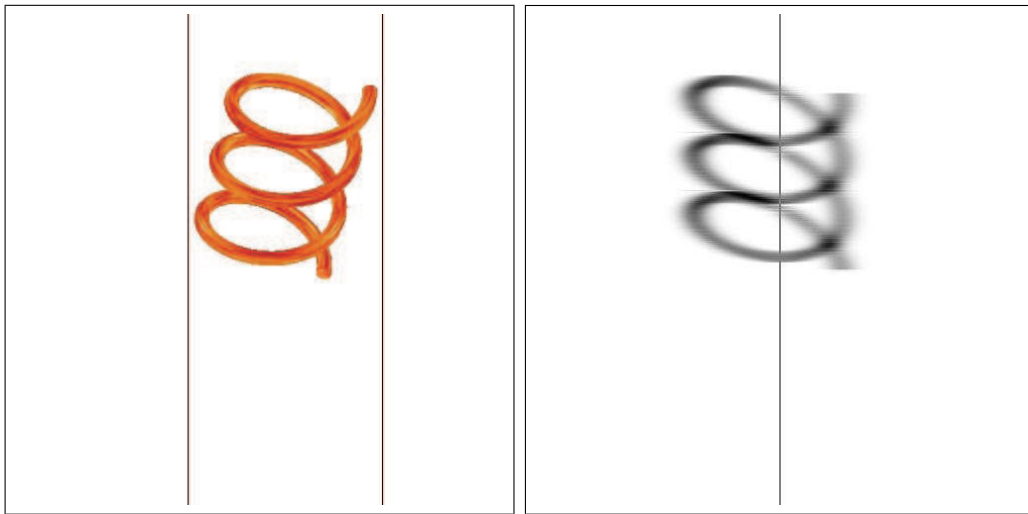


Obrázek 45: Model spirály:  $v_s = 10$ ,  $\theta = 50^\circ$ ,  $\varphi = 75^\circ$ .

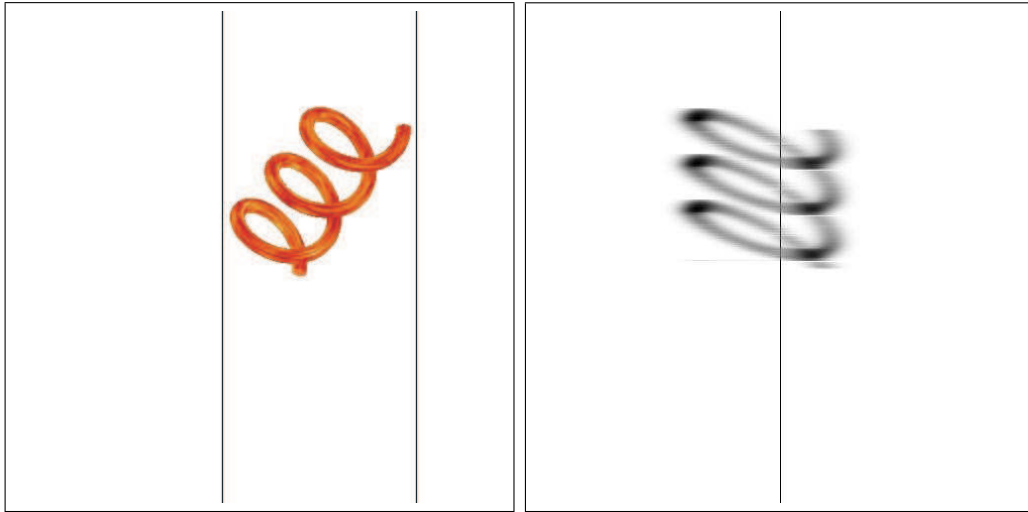




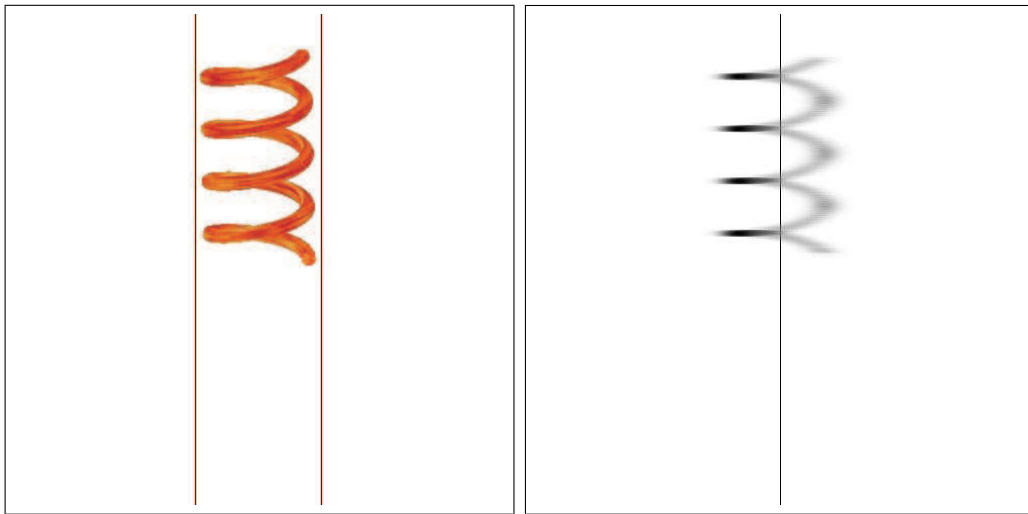
Obrázek 46: Model spirály:  $v_s = 20$ ,  $\theta = 50^\circ$ ,  $\varphi = 75^\circ$ .



Obrázek 47: Model spirály:  $v_s = 10$ ,  $\theta = 50^\circ$ ,  $\varphi = 75^\circ$ .

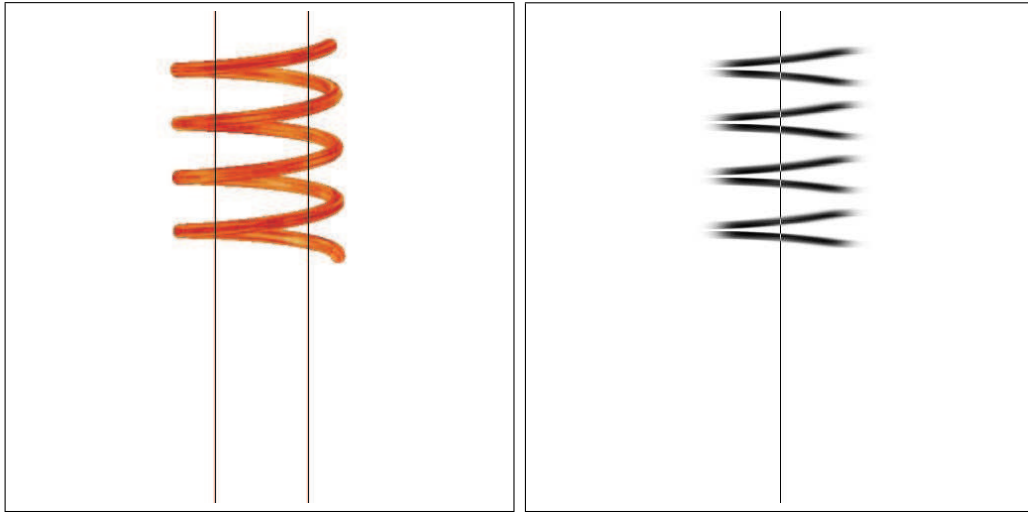


Obrázek 48: Model spirály:  $v_s = 10$ ,  $\theta = 47^\circ$ ,  $\varphi = 53^\circ$ .

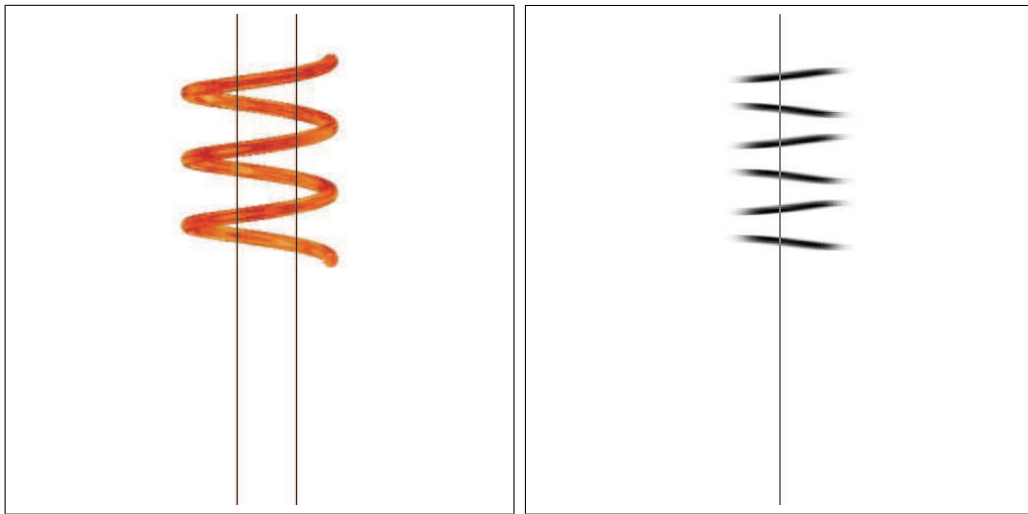


Obrázek 49: Model spirály:  $v_s = 5$ ,  $\theta = 75^\circ$ ,  $\varphi = 91^\circ$ .

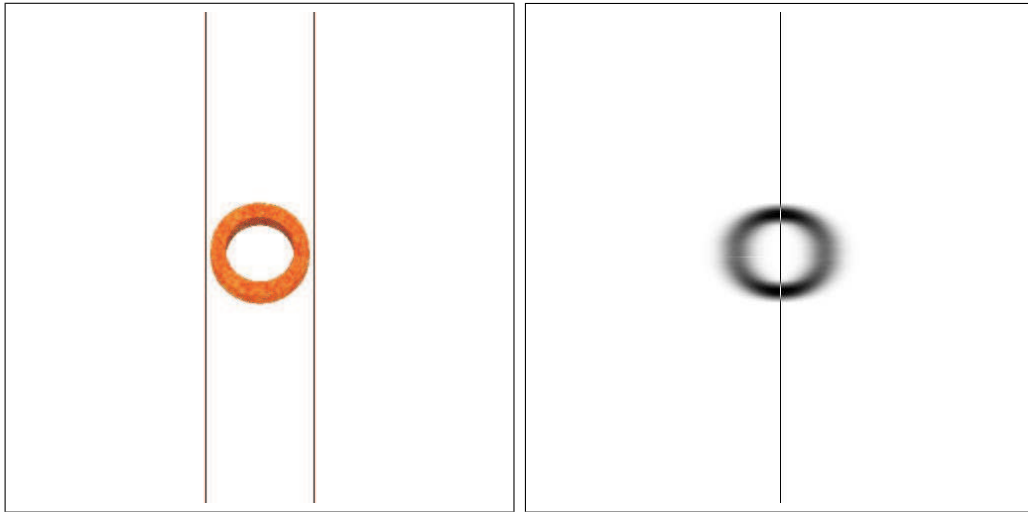




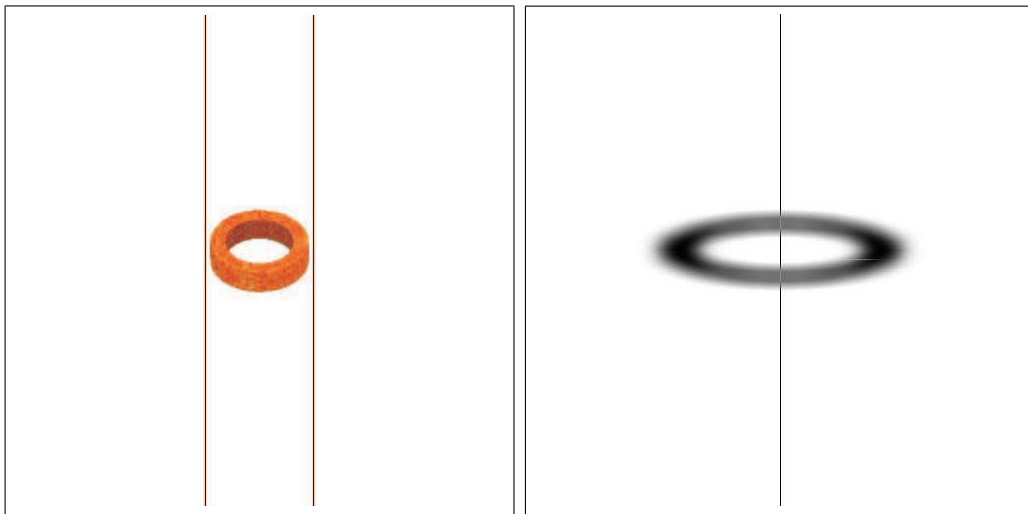
Obrázek 50: Model spirály:  $v_s = 10$ ,  $\theta = 84^\circ$ ,  $\varphi = 91^\circ$ .



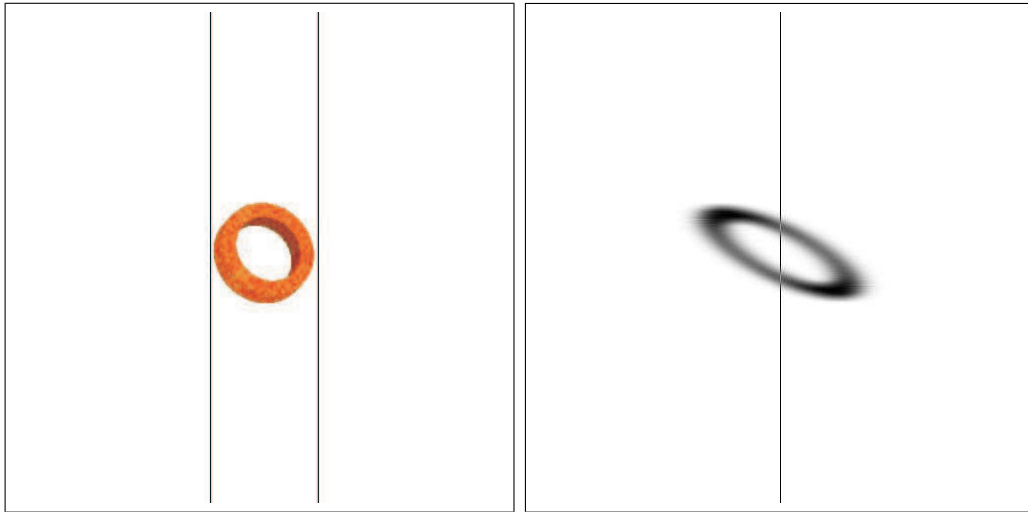
Obrázek 51: Model spirály:  $v_s = 10$ ,  $\theta = 87^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ .



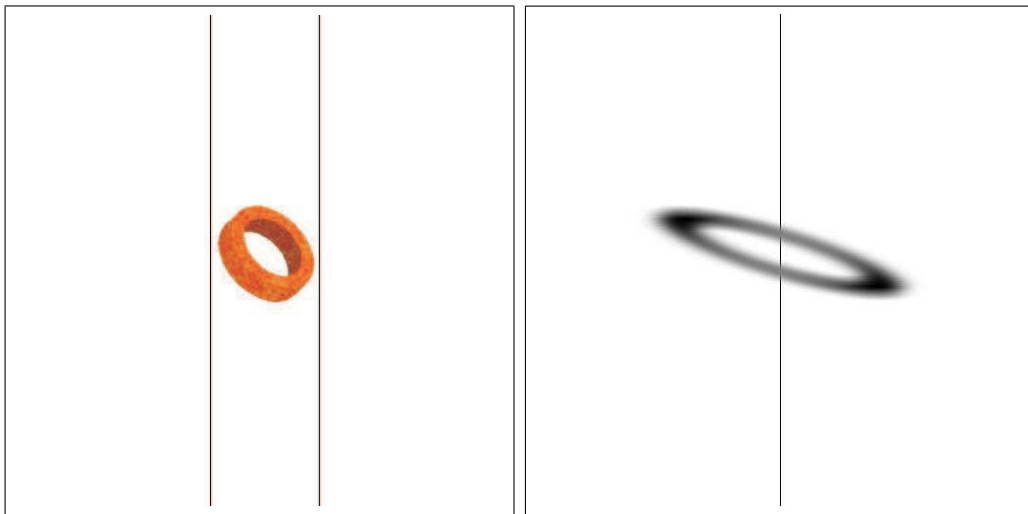
Obrázek 52: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 8$ ,  $\theta = 20^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ .



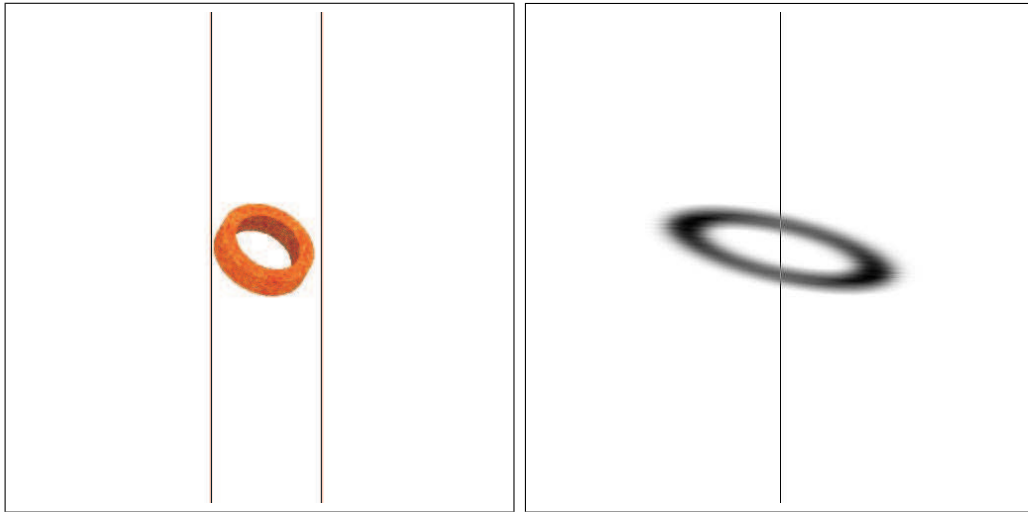
Obrázek 53: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 8$ ,  $\theta = 50^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ .



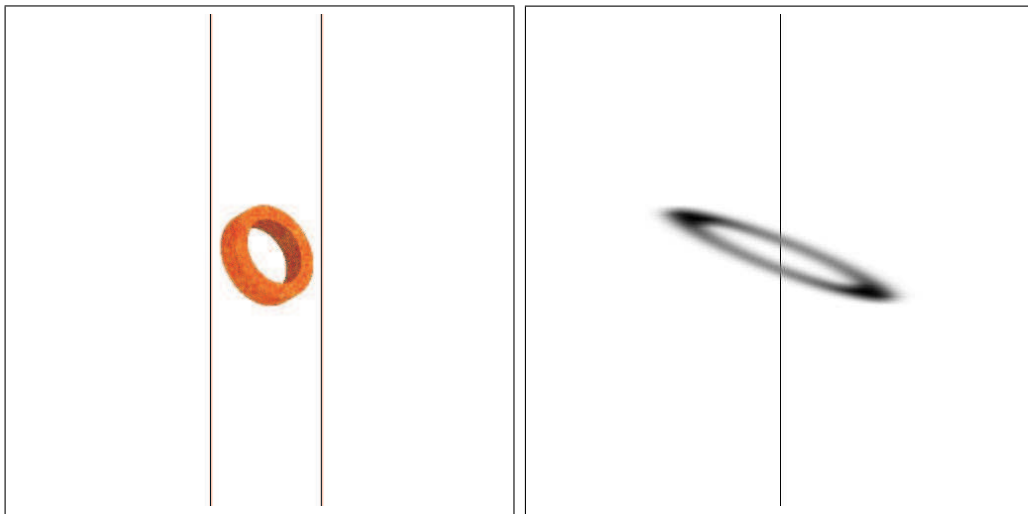
Obrázek 54: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 8$ ,  $\theta = 30^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ .



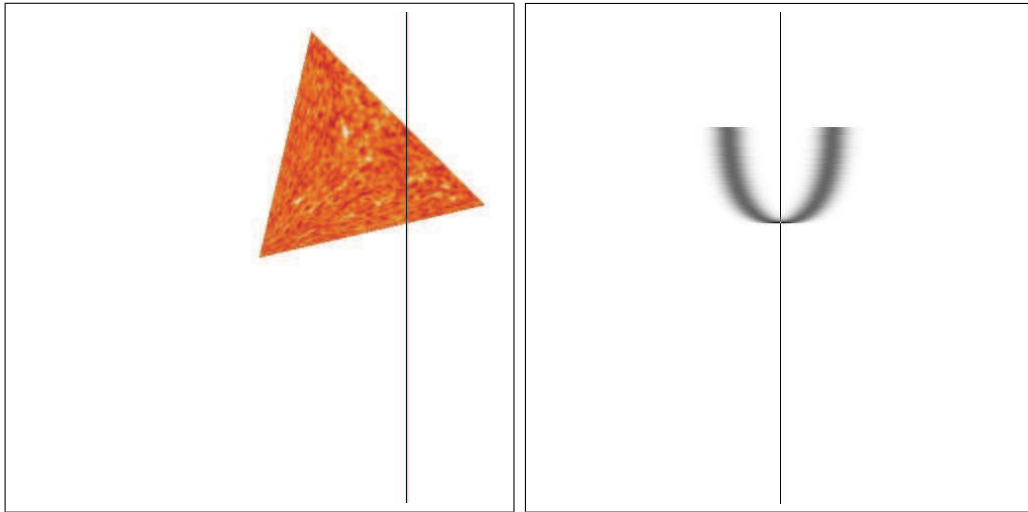
Obrázek 55: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 8$ ,  $\theta = 50^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ .



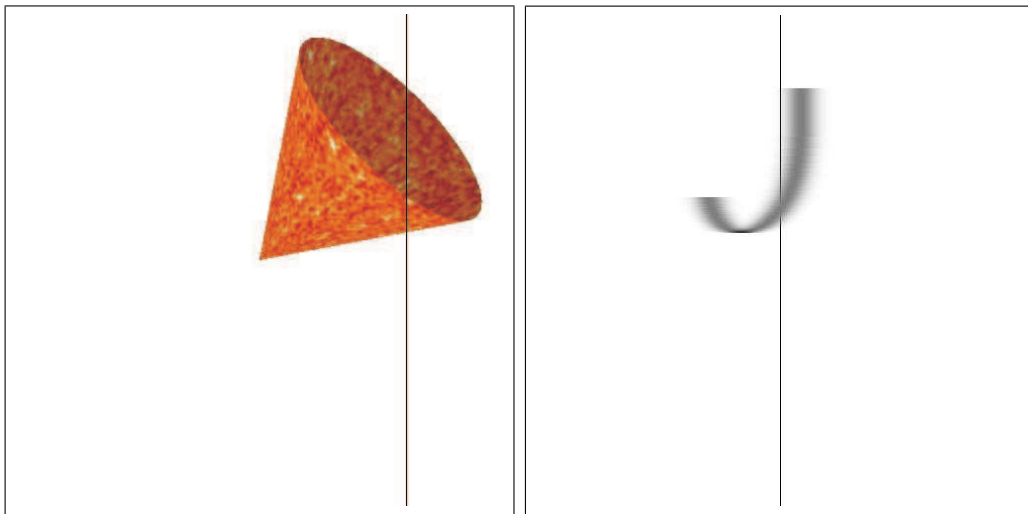
Obrázek 56: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 8$ ,  $\theta = 45^\circ$ ,  $\varphi = 60^\circ$ .



Obrázek 57: Model válce:  $v_p = 0$ ,  $\omega = 8$ ,  $\theta = 45^\circ$ ,  $\varphi = 30^\circ$ .

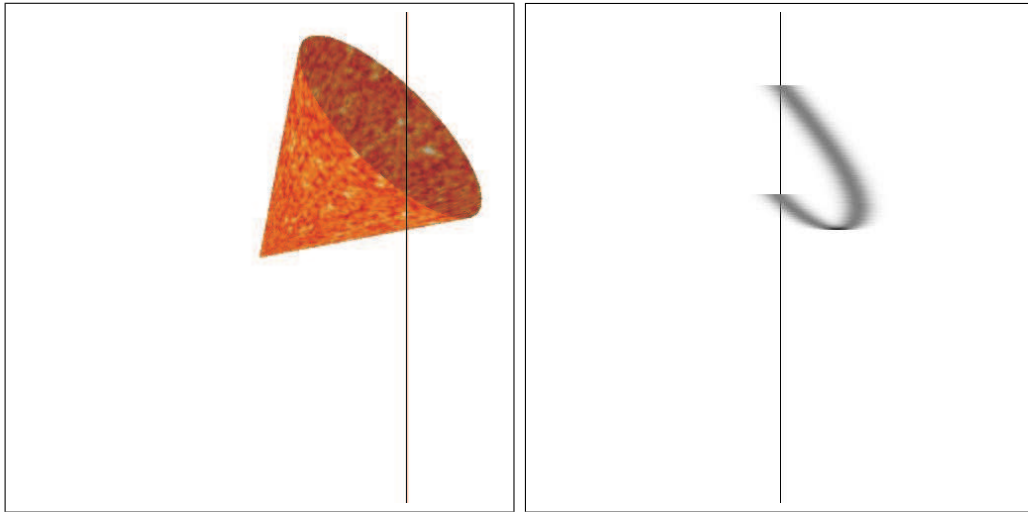


Obrázek 58: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ .

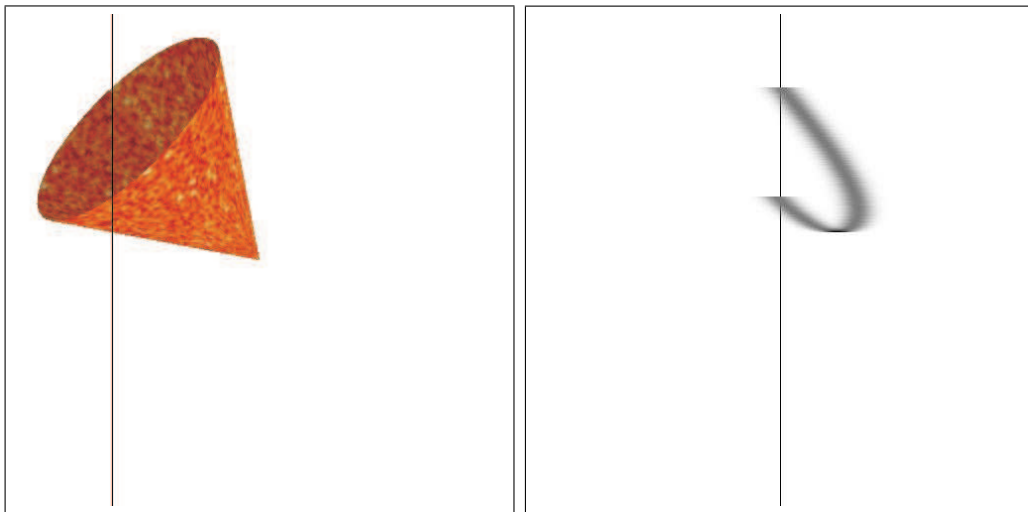


Obrázek 59: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 0$ ,  $\theta = 70^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ .





Obrázek 60: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = 3$ ,  $\theta = 70^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ .



Obrázek 61: Model kužele:  $v_p = 10$ ,  $\omega = -3$ ,  $\theta = 70^\circ$ ,  $\varphi = 135^\circ$ .

# Literatura

- [1] Amari T., Luciani J. F., Mikic Z., Linker J. (2000): A twisted flux rope model for coronal mass ejections and two-ribbon flares. *The Astrophysical Journal* **539**, 49-52.
- [2] Berger M. A. (1988): An energy formula for nonlinear force-free magnetic fields. *Astronomy and Astrophysics* **201**, 355-361.
- [3] Berger M. A. (1999): Introduction to magnetic helicity. *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, B167-B175.
- [4] Démoulin P. a kol. (2002): What is the source of the magnetic helicity shed by CMEs? The long-term helicity budget of AR 7978. *Astronomy and Astrophysics* **382**, 650-665.
- [5] DeVore C. R. (2000): Magnetic helicity generation by solar differential rotation. *The Astrophysical Journal* **539**, 944-953.
- [6] Forbes T. G. (2000): A review on the genesis of coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research* **105**, 23153-23165.
- [7] Foukal P. V. (1990): Solar Astrophysics. John Wiley & Sons, Inc., New York.
- [8] Heinzel P. (1998): Problems in prominence NLTE modeling. *XIVth Consultation on Solar Physics: Conference Proceedings*, 195-207.
- [9] Heinzel P., Rimpolt B. (1987): Hydrogen emission from moving solar prominences. *Solar Physics* **110**, 171-189.
- [10] Hirayama T. (1985): Modern observations of solar prominences. *Solar Physics* **100**, 415-434.
- [11] Low B. C., Hundhausen J. R. (1995): Magnetostatic structures of the solar corona. II. The magnetic topology of quiescent prominences. *The Astrophysical Journal* **443**, 818-836.

- [12] Chen J. (1996): Theory of prominence eruption and propagation: Interplanetary consequences. *Journal of Geophysical Research* **101**, 27499-27519.
- [13] Karlický M.: Plasma Astrophysics. Skripta k přednášce Plazmová astrofyzika.
- [14] Karlický M., Kotrč P., Kupryakov Y. A. (2001): Axially-symmetric velocities in the 15 May 2000 eruptive prominence. *Solar Physics* **199**, 145-155.
- [15] Kašparová J. (1999): Studium eruptivních procesů s vysokým časovým rozlišením. Diplomová práce, MFF UK.
- [16] Kotrč P. (1997): Video cameras in the Ondřejov flare spectrograph: Results and Prospects. *Hvar Obs. Bull.* **21**, 97-108.
- [17] Kotrč P.: Soukromé sdělení, Astronomický ústav AV ČR, Ondřejov.
- [18] Nindos A., Andrews M. D. (2004): The association of big flares and coronal mass ejections: What is the role of magnetic helicity? *The Astrophysical Journal* **616**, 175-178.
- [19] Öhman Y. (1969): Observations of rotational motion in prominences. *Solar Physics* **9**, 427-431.
- [20] Pettit E. (1932): Characteristic features of solar prominences. *The Astrophysical Journal* **76**, 9-43.
- [21] Pick M., Démoulin P., Maia D., Plunkett S. (1999): Coronal mass ejections. *Magnetic Fields and Solar Processes*, 915-926.
- [22] Priest E. R. (1982): Solar magnetohydrodynamics. D. Reidel.
- [23] Priest E. R. (1983): Magnetic theories of solar flares. *Solar Physics* **86**, 33-45.
- [24] Rompolt B. (1967): The H $\alpha$  radiation field in the solar corona. *Acta Astronomica* **17**, 147-154.
- [25] Rompolt B. (1967): The H $\alpha$  radiation field in the solar corona for moving prominences. *Acta Astronomica* **17**, 329-340.
- [26] Rompolt B. (1975): Rotational motions in fine solar structures. Varšavská univerzita, Varšava.

- [27] Rompolt B. (1975): Spectral features to be expected from rotational and expansional motions in fine solar structures. *Solar Physics* **41**, 329-348.
- [28] Rompolt B. (1979): Inclined spectral features in prominence spectra taken at the Ondřejov observatory. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **30**, 282-284.
- [29] Rompolt B. (1990): Small scale structure and dynamics of prominences. *Hvar Obs. Bull.* **14**, 37-102.
- [30] Rompolt B., Mińko-Wasiluk A., Berlicki A. (1998): Rotational motion of material in surges. *XIVth Consultation on Solar Physics: Conference Proceedings*, 225-231.
- [31] Roša D., Vršnak B., Ruždjak V., Özgüc A., Rušin V. (1993): Changes of helical structures during the eruption of two prominences. *Hvar Obs. Bull.* **17**, 15-22.
- [32] Stix M. (2002): The sun – An introduction. Springer-Verlag, Berlin.
- [33] Vršnak B. (1990): Eruptive instability of cylindrical prominences. *Solar Physics* **129**, 295-312.
- [34] Vršnak B. (1994): Dynamics and stability of helicoidal magnetic configurations in the solar corona. *Hvar Obs. Bull.* **18**, 1-8.
- [35] Vršnak B. (1998): Prominence eruptions. *ASP Conference Series* **150**, 302-309.
- [36] Vršnak B. (2001): Deceleration of coronal mass ejections. *Solar Physics* **202**, 173-189.
- [37] Vršnak B., Ruždjak V., Brajša R., Džubur A. (1988): Structure and stability of prominences with helical structure. *Solar Physics* **116**, 45-60.
- [38] Vršnak B., Ruždjak V., Rompolt B. (1991): Stability of prominences exposing helical-like patterns. *Solar Physics* **136**, 151-167.
- [39] Vršnak B., Ruždjak V., Rompolt B., Roša D., Zlobec P. (1993): Kinematics and evolution of twist in the eruptive prominence of August 18, 1980. *Solar Physics* **146**, 147-162.
- [40] Webb D. F. (1995): Coronal mass ejections: The key to major interplanetary and geomagnetic disturbances. *U.S. National Report to IUGG*, American Geophysical Union.

- [41] <http://lasco-www.nrl.navy.mil/lasco.html>
- [42] <http://stereo.gsfc.nasa.gov/>
- [43] <http://www.exploratorium.edu/eclipse/zambia/stereo>
- [44] <http://sohowww.nascom.nasa.gov>
- [45] <http://sunkl.asu.cas.cz>
- [46] <http://www.pipeline.com/~aviatrix/astronomy1.html>
- [47] <http://www.nineplanets.org/pxsol.html>