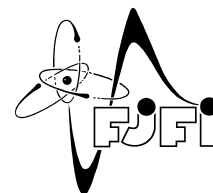


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Relativistická transparence pevných terčů a její využití pro zvýšení kontrastu ultra-intenzivního laserového impulsu

Relativistic transparency of solid targets for contrast enhancement of ultra-intense laser pulses

Bakalářská práce

Autor: **Sergei Kulkov**
Vedoucí práce: **doc. Ing. Ondřej Klimo, Ph.D.**
Konzultant: **Ing. Jiří Vyskočil**
Akademický rok: **2017/2018**

- Zadání práce -

- Zadání práce (zadní strana) -

Poděkování:

Chtěl bych poděkovat především svému školiteli doc. Ing. Ondřejovi Klimovi, Ph.D. za pečlivost a vstřícnost při vedení mé bakalářské práce. Dále děkuji svému konzultantovi Ing. Jiřímu Vyskočilovi za pomoc a poznámky k vylepšení této práce.

Čestné prohlášení:

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty atd...) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 20.6.2018

Podpis:

Název práce:

Relativistická transparence pevných terčů a její využití pro zvýšení kontrastu ultra-intenzivního laserového impulsu

Autor: Sergei Kulkov

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: doc. Ing. Ondřej Klimo, Ph.D., Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant: Ing. Jiří Vyskočil, Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Abstrakt: Cílem této práce je prozkoumat jev relativistické transparence pevných terčů při interakcích laserového záření s plazmatem pomocí 1D simulací. V práci je shrnutí teorie popisující interakce laserového záření s plazmatem. Je popsán algoritmus Particle-In-Cell metody a kód EPOCH, který byl použit k realizaci 1D simulací. V simulacích se zkoumaly stavy terčů a profily laserových pulsů po interakci laserového záření s plazmatem, zejména vliv tloušťky terče na energetický profil laserového pulsu. Kromě tloušťky terče je pro transparenční důležitá elektronová hustota terče, intenzita laserového záření ale i délka pulsu, jež ovlivňuje expanzi terče, což pak také přispívá k transparenční. Pro intenzitu laserového záření $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ a délku pulsu 60 fs je DLC folie o tloušťce 50 nm transparentní z 52% a prošlý laserový puls má 3-krát strmější nárůst amplitudy elektrického pole, než puls původní.

Klíčová slova: laser, particle-in-cell, plazma, relativistická transparence

Title:

Relativistic transparency of solid targets for contrast enhancement of ultra-intense laser pulses

Author: Sergei Kulkov

Abstract: The main goal of this thesis is to study relativistic transparency of solid targets in laser-plasma interactions through 1D simulations. The thesis summarizes theoretical basis of such interactions. The Particle-In-Cell method and the EPOCH code, which was used for 1D simulations, are described. The states of the targets and the laser pulse profiles after the laser-plasma interactions are studied, in particular, the impact of the target's width on the profile of the laser pulse. Besides width, the target's electron density, laser pulse intensity and duration, which has an effect on plasma's expansion, are crucial for transparency. For laser pulse of intensity $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ and duration 60 fs a 50 nm wide target is 52% transparent and generates laser pulse with 3 times faster increase of electric field amplitude.

Key words: laser, particle-in-cell, plasma, relativistic transparency

Obsah

Úvod	12
1 Interakce laserového pulsu s látkou a plazmatem	13
1.1 Plazma	13
1.1.1 Popis plazmatu	14
1.1.2 Plazmové oscilace	17
1.1.3 Ionizace	19
1.1.4 Ponderomotorická síla	20
1.2 Absorpce	21
1.2.1 Ohřev plazmatu	21
1.2.2 Bezesrážková absorpce	21
1.3 Vlny v plazmatu	22
1.3.1 Lineární nerelativistická vlna	22
1.3.2 Relativistický případ	23
1.3.3 Relativistická transparence	24
1.3.4 Skin efekt	25
1.4 Urychlování iontů	26
1.4.1 Hole Boring a Light Sail režim	27
2 Particle-In-Cell simulační metoda	28
2.1 Algoritmus PIC simulační metody	28
2.2 Řešení Maxwellových rovnic	30
2.3 Particle pusher	31
2.4 Numerické aspekty PIC simulační metody	33
2.5 EPOCH kód	33
2.6 Konvoluce	34
3 Výsledky simulací	35
3.1 Parametry simulace	35
3.2 Energie laserového pulsu po interakci s terčem	35
3.3 Profil laserového pulsu po interakci s terčem	36
3.3.1 60-femtosekundový laserový puls	36
3.3.2 15-femtosekundový laserový puls	38
3.3.3 150-femtosekundový laserový puls	38
3.4 Hustota elektronů a iontů po interakci	39

3.4.1	60-femtosekundový laserový puls	39
3.4.2	15-femtosekundový laserový puls	41
3.4.3	150-femtosekundový laserový puls	42
Obrázky		43
Závěr		63

Úvod

Z interakcí laserového záření s plazmatem se dají generovat vysokoenergetické urychlené svazky iontů, jejichž aplikace spočívá např. v protonové radioterapii, nebo v produkci isotopů pro využití v medicíně. Další možnost využití je generace rentgenového záření s aplikacemi ve vědě a průmyslu. Současná laserová technika umožňuje produkovat vysoce intenzivní a zároveň v řádech femtosekund krátké laserové pulsy, což umožňuje pracovat v relativistickém režimu. V tomto režimu získávají elektrony interagující s elektromagnetickým polem laserového pulsu relativistické hybnosti. Díky tomu se objevují další jevy jako relativistická self-fokusace laserového pulsu nebo relativistická transparence pevných terčů.

Jev relativistické transparence spočívá ve zvýšení kritické hustoty plazmatu, což pak dovo-luje šíření laserového pulsu nadkritickým plazmatem. Tento jev lze využít ke zvýšení kontrastu laserových pulsů. Standardní laserové pulsy gaussovského tvaru mohou porušit strukturu terče dřív, než na něj dopadne efektivní část pulsu o vysoké intenzitě. Kvalitnější laserové pulsy s vysokým kontrastem umožňují takové komplikace obejít.

Simulace umožňují nejen ověření teoretických podkladů, ale i návrh parametrů pro experimenty nebo objevení nových jevů. Metoda Particle-In-Cell (PIC) je jednou z metod, pomocí které se dají simulovat procesy probíhající v plazmatu. Základem této metody je rozdělení prostoru na síť, diskretizace elektromagnetického pole v její uzlech a dalším výpočtem sil působících na makročástice - spojení určitého počtu částic plazmatu dohromady. Příkladem kódu, využívajícího PIC metody, je kód EPOCH, pomocí kterého se dá simulovat interakce laserového záření s plazmatem.

Táto práce shrnuje teorii popisující interakce laserového záření s plazmatem, stručně popisuje princip PIC metody a její aplikace v algoritmech kódu EPOCH. Praktická část se zabývá popisem výsledků 1D simulací: zkoumá profily laserových pulsů po interakci s pevnými terči, vliv tloušťky terče na energetický profil laserových pulsů a zvýšení jejich kontrastů.

Kapitola 1

Interakce laserového pulsu s látkou a plazmatem

1.1 Plazma

Vesmír je z 99% složen z plazmatu: hvězdy, sluneční vítr, mezihvězdný plyn jsou v podstatě plazma. My se ovšem málokdy setkáváme s plazmatem v přírodě. Tento fakt lze objasnit Sahovou rovnicí, která udává stupeň ionizace plynu (viz [1]):

$$\frac{n_i n_e}{n_n} = 2.4 \cdot 10^{21} T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{U_i}{k_B T}\right), \quad (1.1)$$

kde n_i , n_e a n_n jsou hustota iontů, elektronů a neutrálních částic v plynu, T je teplota plynu v Kelvinech, U_i je tzv. *ionizační potenciál*, což je energie potřebná na uvolnění jediného elektronu z vnější vrstvy atomu, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ je Boltzmannova konstanta. Ionizační potenciál dusíku je $U_i = 14.5 \text{ eV}$. Při atmosferickém tlaku a teplotě $T \approx 300 \text{ K}$ dostaneme:

$$\frac{n_i}{n_n} = 10^{-122}. \quad (1.2)$$

Stupeň ionizace roste s teplotou, proto se plazma většinou vyskytuje ve hvězdách a ne na planetách jako Země.

Plazma je definováno jako kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování [2]. Kvůli přítomnosti nabitých částic působí v plazmatu mimo jiné Coulombovské síly, jejichž dosah se se vzdáleností r se mění jako $\frac{1}{r^2}$. Pohyblivé nabitě částice způsobují vznik elektrických a magnetických polí, které pak mají vliv na pohyb ostatních částic. Proto při popisu pohybu nabitých částic v plazmatu nelze uvažovat jenom lokální vliv srážek. Jinak řečeno: kromě mikroskopických polí, kterými částice na sebe působí při srážkách musíme uvažovat makroskopické elektromagnetické pole.

Vliv binárních srážek na systém souvisí se srážkovou frekvencí ν_c (index c označuje "collisions"), zatímco vliv makroskopických sil ovlivňuje tzv. *elektronová plazmová frekvence* ω_p

(index p označuje "plazma") - tato fyzikální veličina bude později rozebrána podrobněji. O kolektivním chování systému lze tedy hovořit tehdy, když je $\omega_p > \nu_c$. V tomto případě převažuje vliv kolektivního chování nad vlivem lokálních srážek (viz [1]).

Další důležitý pojem, který byl uveden v definici plazmatu, je kvazineutralita. Aby bylo možné popsat, co to znamená, je nutné prozkoumat fyzikální veličinu zvanou *Debyeova délka*. K tomu lze použít jednoduchý fyzikální model: předpokládáme, že v plazmatu je umístěna nabitá koule. Náboje stejného znaménka se budou odpuzovat a náboje opačného znaménka, naopak, přitahovat - náboj koule je tedy stíněn. Tloušťka oblaku částic, které stíní umístěný náboj, je zvaná Debyeova délka a je dána vztahem:

$$\lambda_{De} = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T}{n_e e^2} \right)^{1/2}, \quad (1.3)$$

kde ε_0 je vakuová permitivita, k_B je Boltzmannova konstanta, T je teplota systému v Kelvinech, n_e je hustota elektronů a e je elementární náboj. Plazma je kvazineutrální, pokud je charakteristický rozměr systému L je mnohem větší než Debyeova délka λ_{De} . Při takových rozměrech systému je náboj stíněn na velmi malých vzdálenostech a v celkovém objemu plazmatu nejsou přítomné velké elektrické potenciály nebo proudy. Jinak lze říct, že celkový náboj plazmatu je mnohem menší než celkový kladný nebo záporný náboj (v absolutní hodnotě).

1.1.1 Popis plazmatu

Nejjednodušší z pohledu fyzikálního a zároveň výpočetně velmi náročný je model, kdy se počítá trajektorie každé částice. Pohybová rovnice pro každou částice je

$$m \frac{d}{dt}(\gamma \mathbf{v}) = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1.4)$$

kde výraz na pravé straně označuje Lorentzovou sílu, m a q jsou hmotnost a náboj částice, \mathbf{v} je vektor rychlosti částice, \mathbf{E} resp. \mathbf{B} jsou vektory elektrické intenzity resp. magnetické indukce. Gamma faktor je:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2}. \quad (1.5)$$

Lorentzova síla je dána elektromagnetickým polem, ve kterém se částice pohybují. V tom je zahrnuto i self konzistentní pole, které vytvářejí nabitě částice svým pohybem. Elektromagnetické pole je popsáno mikroskopickými Maxwellovými rovnicemi:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \\ \nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu_0 \mathbf{j}, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

kde ε_0 resp. μ_0 je vakuová permitivita resp. permeabilita, ρ resp. \mathbf{j} je hustota resp. vektor proudové hustoty náboje.

Pokud pracujeme řádově s 10^{23} částic, tento model není vhodný pro studium plazmatu. Ovšem je přesný, protože se spočítá trajektorie každé částice.

Druhý model, který se často využívá k popisu plazmatu, je hydrodynamický: plazma se zde považuje za směs dvou nebo více tekutin. Rovnice tohoto modelu lze odvodit z pohybových rovnic pro každou částici (1.4), kde operátor $\frac{d}{dt}$ značí totální derivace veličiny v daném bodě x v daném čase t . Chceme přejít k popisu plazmatu jako tekutiny a ne jednotlivých částic, takže tento operátor rozepíšeme následujícím způsobem:

$$\begin{aligned} \frac{dA(x(t), t)}{dt} &= \frac{\partial A(x(t), t)}{\partial t} + \frac{\partial A(x(t), t)}{\partial x} \frac{dx}{dt} = \frac{\partial A(x(t), t)}{\partial t} + u_x \frac{\partial A(x(t), t)}{\partial x}, \\ \frac{dA(\mathbf{r}(t), t)}{dt} &= \frac{\partial A(\mathbf{r}(t), t)}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)A(\mathbf{r}(t), t), \end{aligned} \quad (1.7)$$

zde $A(\mathbf{r}(t), t)$ je nějaká fyzikální veličina závislá na polohovém vektoru $\mathbf{r}(t)$, který se může měnit s časem, a na čase t . Nyní se derivace v čase skládá ze dvou částí: parciální derivace podle času $\frac{\partial}{\partial t}$ popisuje změnu pozorované veličiny v daném bodě a čase a druhá část $(\mathbf{u} \cdot \nabla)$ popisuje změnu veličiny v prostoru. Zde je nutné uvést, že veličina A sama o sobě může být vektorem: \mathbf{A} .

Další důležitý krok přechodu k hydrodynamickému modelu je uvažování Maxwelllovského rozdělení rychlostí $f(\mathbf{v})$ (v realistických situacích nemusí být rozdělení přesně Maxwelllovské, ale je mu blízké, viz [2]). Pak můžeme přejít od rychlostí jednotlivých částic \mathbf{v} ke střední rychlosti částic \mathbf{u} v daném elementu tekutiny (nebo objemovém elementu systému). Navíc vynásobíme rovnici (1.4) hustotou částic n . Pak má pohybová rovnice tvar (zde uvažujeme nerelativistický případ):

$$mn\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}\right) = qn(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (1.8)$$

Zatím jsme neuvažovali tepelný pohyb částic. Po jeho započtení na pravé straně rovnice (1.8) se objeví další člen: $-\nabla p$ - gradient tlaku. Tato síla není přítomná při pohledu na jednotlivé částice, protože vzniká kvůli chaotickému pohybu částic v uvažovaném objemovém elementu plazmatu. Znaménko lze objasnit tím, že se energie uspořádaného pohybu částice ztratí při tření s ostatními. Podrobnější popis a odvození lze najít v [2].

Další člen na pravé straně rovnice (1.8) vznikne po uvažování srážek. Během srážek budou nabitě částice ztrácet svou energii. Tento člen lze zapsat ve tvaru $-mn\nu_c(\mathbf{u} - \mathbf{u}_0)$, kde ν_c je srážková frekvence, \mathbf{u} je rychlost spojená s pohybem nabitých částic a \mathbf{u}_0 je rychlost neutrálních částic.

Konečný tvar rovnice pohybu je:

$$mn\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}\right) = qn(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla p - mn\nu_c(\mathbf{u} - \mathbf{u}_0). \quad (1.9)$$

Vedle zákona zachování hybnosti platí pro částice zákon zachování počtu částic neboli rovnice kontinuity, která říká, že v objemovém elementu bez zdrojů částice ani nevznikají ani nezanikají:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{u}) = 0, \quad (1.10)$$

zde první člen označuje změnu hustoty částic v daném bodě v daném čase a druhý člen - tok částic v prostoru.

Třetí, kinetický model pracuje s rozdělovací funkcí $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$. Tato rovnice musí splňovat tzv. *Boltzmanovou rovnici*:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c, \quad (1.11)$$

kde F je síla působící na částice a člen na pravě straně je dán srážkami částic. Výraz na levé straně je vlastně totální derivace rozdělovací funkce f :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{dv_x}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_y} \frac{dv_y}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_z} \frac{dv_z}{dt}. \quad (1.12)$$

Druhý až čtvrtý člen v (1.12) je skalární násobení gradientu rozdělovací funkce f a vektoru rychlosti \mathbf{v} :

$$\frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{dz}{dt} = \mathbf{v} \cdot \nabla f. \quad (1.13)$$

Ze druhého Newtonova zákona:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}, \quad (1.14)$$

je vidět, že poslední tři členy v (1.12) se po vynásobení členem $\frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}$ rozepíší následovně:

$$\frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{dv_x}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_y} \frac{dv_y}{dt} + \frac{\partial f}{\partial v_z} \frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}, \quad (1.15)$$

V bezsrážkovém plazmatu rovnice (1.11) přejde na tvar:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (1.16)$$

kde jsme navíc předpokládali, že síla působící na částice v plazmatu je elektromagnetická (Lorentzova). Tato rovnice se nazývá **Vlasovova rovnice**.

Pokud v plazmatu bude docházet ke srážkám nabitých částic s neutrálními částicemi, srážkový člen v rovnici (1.11) lze rozepsat následujícím způsobem:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = (f_n - f)v_c, \quad (1.17)$$

kde f_n je rozdělovací funkce neutrálních částic a v_c je srážková frekvence. Zvolení znaménka v (1.17) je dáno tím, že při srážce nabitá částice ztratí svou energii. Tato rovnice se nazývá **Krookova rovnice**.

Pokud v plazmatu bude docházet k binárním Coulombickým srážkám nabitých částic, člen na pravé straně v rovnici (1.11) se změní na tzv. *Fokker-Planckův*:

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_c = -\frac{\partial}{\partial v} \cdot (f\langle\Delta v\rangle) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial v \partial v} (f\langle\Delta v \Delta v\rangle) \quad (1.18)$$

Tato rovnice se nazývá **Fokker-Planckova rovnice**

Z kinetického modelu lze dospět k rovnicím hydrodynamického modelu, které jsou momenty Boltzmannovy rovnice. Viz [2].

1.1.2 Plazmové oscilace

Pro popis oscilací elektronů v plazmatu lze využít tzv. *OCP přiblížení* - jednokomponentního přiblížení plazmatu (One Component Plasma), při kterém se ionty pokládají za nehybné a homogenně rozložené v celém objemu plazmatu. Pokud budou elektrony vychýlené vůči iontům, vznikne elektrostatický potenciál, který bude vracet elektrony do jejich rovnovážné polohy. Ovšem díky setrvačnosti elektrony proletí tuto polohu a začnou oscilovat kolem iontů. Protože ionty jsou mnohem těžší než elektrony, lze je považovat za nehybné. Frekvence těchto oscilací se nazývá *plazmová frekvence*.

Pro odvození vztahu pro plazmovou frekvenci, se dopustíme několika předpokladů (viz [2]): položíme magnetické pole rovné nule $B = 0$, zanedbáme tepelný pohyb elektronů $k_B T_e = 0$, kde T_e je teplota elektronů, rozměry plazmatu budeme považovat za nekonečné a pohyb elektronů probíhá jenom podél osy x . Dále platí:

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad \mathbf{E} = -\nabla\phi, \quad (1.19)$$

kde \mathbf{E} je vektor elektrické intenzity, ϕ je elektrický potenciál. Proto jsou oscilace jenom elektrostatické.

Zákony zachování hybnosti a hustoty dále zní:

$$m_e n_e \left(\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{v}_e \right) = -e n_e \mathbf{E}, \quad (1.20)$$

$$\left(\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_e) \right) = 0, \quad (1.21)$$

kde m_e , n_e , \mathbf{v}_e je hmotnost, hustota, vektor rychlosti elektronů, e je elementární náboj.

Dále použijeme jednu z Maxwellových rovnic, konkrétně Poissonovou rovnici:

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = e(n_i - n_e), \quad (1.22)$$

kde n_i je hustota iontů.

Nyní lze přistoupit k linearizaci: uvažujeme malé odchylky \mathbf{E}_1 , \mathbf{v}_1 a n_1 od rovnovážných hodnot \mathbf{E}_0 , \mathbf{v}_0 a n_0 , takže veličiny pak mají tvar:

$$n_e = n_0 + n_1, \quad \mathbf{v}_e = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1, \quad \mathbf{E}_e = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1. \quad (1.23)$$

Protože uvažujeme malé odchylky, při dosazení (1.23) do (1.20) a (1.21) budeme kvadratické členy s n_1 a \mathbf{v}_1 brát za nulové. Protože index 0 značí veličiny v rovnovážném stavu, platí:

$$\nabla n_0 = \mathbf{v}_0 = \mathbf{E}_0 = 0, \quad (1.24)$$

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} = 0. \quad (1.25)$$

Navíc, předpokládáme, že malé odchylky se mění v čase harmonicky:

$$\mathbf{v}_1 = v_1 \hat{x} \exp[i(k_x x - \omega t)], \quad \mathbf{E}_1 = E_1 \hat{x} \exp[i(k_x x - \omega t)], \quad n_1 = n_1 \exp[i(k_x x - \omega t)], \quad (1.26)$$

kde \hat{x} je jednotkový vektor ve směru osy x , i je imaginární jednotka, k_x je x -ová složka vlnového vektoru, ω je frekvence oscilací. Pak mají rovnice (1.20), (1.21) a (1.22) tvar:

$$-im_e \omega v_1 = -eE_1, \quad (1.27)$$

$$-i\omega n_1 = -in_0 k_x v_1, \quad (1.28)$$

$$ik_x \varepsilon_0 E_1 = -en_1. \quad (1.29)$$

Z těchto rovnic vyplývá vztah pro plazmovou frekvenci:

$$\omega_p = \left(\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{1/2}. \quad (1.30)$$

1.1.3 Ionizace

Laserový puls je elektromagnetické záření. Energie fotonu je daná vztahem:

$$E_f = h\nu, \quad (1.31)$$

kde h je Planckova konstanta a ν je frekvence fotonu. Tzv. *fotoelektrický jev* je založen na předávání energii fotonů dopadajících např. na kov elektronům v obalech atomů kovu. Pokud je splněna podmínka

$$E_f \geq E_{\text{ion}}, \quad (1.32)$$

kde E_{ion} je tzv. *ionizační energie*, elektron získává dostatečnou energii k uvolnění z atomového obalu (což je vlastně definicí ionizační energie, pro atom vodíku je ionizační energie 13.61 eV, viz [3]). Kinetická energie elektronu je pak:

$$E_e = h\nu - E_{\text{ion}}. \quad (1.33)$$

Tento vztah, známý jako Einsteinova rovnice pro fotoelektrický jev, ovšem platí pro atomy elementů, u kterých k ionizaci postačuje energie jednoho fotonu. Pokud neplatí vztah (1.32) elektrony musejí pohltit několik fotonů najednou, aby získaly energii dostatečnou k uvolnění. V realistických situacích někdy dochází k tzv. *above threshold ionisation*, kdy elektron pohlcuje víc fotonů, než je potřeba pro jeho uvolnění. Kinetická energie elektronů v takovém případě je:

$$E_e = (n + s)h\nu - E_{\text{ion}}, \quad (1.34)$$

kde číslo n označuje počet fotonů potřebných k uvolnění elektronu z atomového obalu a s je počet pohlcených fotonů navíc, které (jak je vidět ze vztahu) zvětšují konečnou kinetickou energii elektronů. Tento jev se objevil při zkoumání energetických spekter elektronů [3], [4], [5], [6].

Důležitým předpokladem multifotonové ionizace je, že elektromagnetické pole dopadajícího světelného svazku (např. laserového pulsu) neovlivňuje vazebné potenciály elektronů v atomových obalech, k čemu ale dochází u vysokointenzivních laserových pulsů [3]. V roce 1965 Keldyš a v roce 1966 Perelomov definovali parametr γ :

$$\gamma_{KP} = \omega_L \sqrt{\frac{2E_{\text{ion}}}{I_L}}, \quad (1.35)$$

kde ω_L , I_L je oscilační frekvence a intenzita dopadajícího laserového pulsu. Pro dostatečně vysoké elektromagnetické pole dopadajícího svazku a dlouhé vlnové délky dochází k tzv. *tunneling ionization* jevu: $\gamma_{KP} < 1$. Je tím ovlivněna Coulombovská bariéra, která má potom konečnou šířku a elektrony ji mohou tunelovat [3].

1.1.4 Ponderomotorická síla

Důležitou roli v interakcích laser-plazma hraje tzv. *ponderomotorická síla*. Pro pochopení této síly je nutné odvodit vztah spojující tuto sílu s intenzitou pole v plazmatu.

Začneme pohybovou rovnicí pro elektrony. Budeme předpokládat nerelativistickou oscilaci elektronu ($\frac{v}{c} \ll 1$) kolem centra laserového paprsku šířícího se podél osy x . Navíc budeme uvažovat nehomogenitu elektrického pole v laserovém svazku: gradient elektrického pole podél osy y není nulový: $\nabla E_y \neq \mathbf{0}$. Pohybová rovnice pro elektrony je:

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} E_y(\mathbf{r}), \quad (1.36)$$

kde v_y je y -ová složka vektoru rychlosti elektronu, e je elementární náboj, m_e je hmotnost elektronu a \mathbf{r} je polohový vektor. Předpokládejme navíc, že elektrické pole se mění s časem harmonicky podél osy x . Taylorův rozvoj y -ové složky elektrického pole je [3]:

$$E_y(\mathbf{r}) \simeq E_0(y) \cos(\phi) + y \frac{\partial E_0(y)}{\partial y} \cos(\phi) + \dots, \quad (1.37)$$

kde E_0 je amplituda oscilací elektrického pole, k je vlnové číslo a $\phi = \omega t - kx$ je fáze oscilace. V prvním přiblížení má y -ová složka polohy tvar:

$$y^{(1)} = \frac{v_{os}}{\omega} \cos(\phi), \quad (1.38)$$

kde $v_{os} \equiv \frac{eE_0}{m_e\omega}$ je tzv. *oscilační rychlost elektronů*. y -ová složka rychlosti elektronu má tvar:

$$v_y^{(1)} = -\frac{eE_0}{m_e\omega} \sin(\phi), \quad (1.39)$$

což lze dostat integrací pohybové rovnice. Dosazením těchto výsledků zpět do pohybové rovnice (1.36) ve druhém přiblížení máme:

$$\frac{\partial v_y^{(2)}}{\partial t} = -\frac{e^2}{m_e^2\omega^2} E_0 \frac{\partial E_0(y)}{\partial y} \cos^2(\phi). \quad (1.40)$$

Vynásobením rovnice (1.40) hmotností elektronu m_e a středováním přes jeden cyklus dostaneme novou pohybovou rovnici s novou silou na pravé straně:

$$F_p = -\frac{e^2}{4m_e\omega^2} \frac{\partial E_0^2}{\partial y}, \quad (1.41)$$

kde F_p je ponderomotorická síla a

$$E_0(y) \frac{\partial E_0(y)}{\partial y} = \frac{1}{2} \frac{\partial E_0^2(y)}{\partial y}, \quad (1.42)$$

a středování \cos dává $\frac{1}{2}$. Jak je vidět z rovnice (1.41) ponderomotorická síla vytlačuje elektrony z oblastí s vysokou intenzitou elektromagnetického pole. Touto silou elektrony budou urychleny na rychlost v_{os} .

Odvození ponderomotorické síly F_p s uvažováním relativistického pohybu elektronu lze nalézt v [3].

Ponderomotorická síla hraje důležitou roli v interakcích laserového záření s plazmatem.

1.2 Absorpce

1.2.1 Ohřev plazmatu

Důsledkem absorpce energie dopadajícího laserového pulsu je ohřev terče. Absorpce lze rozdělit na srážkovou a bezsrážkovou.

Fotony dopadajícího laserového pulsu na terč předávají svou energii elektronům - zahřívá se pouze vnější vrstva, protože kvůli vysoké hustotě elektronů je terč pro laserový puls neprůhledný a puls prostupuje do plazmatu pouze tzv. *skin efektem* (viz [3]) do určité hloubky $\delta = c(\omega_p^2 - \omega^2)^{-\frac{1}{2}}$ (viz odstavec 1.3.4 a [7]). Čím je větší intenzita laserového svazku, tím větší energii získávají elektrony a tím je větší jejich kinetická energie. V terči vzniká tepelný gradient směrem dovnitř do plazmatu, podél kterého se elektrony začnou hýbat, odnášet energii dopadajícího svazku dál do terče a při srážkách s atomy budou předávat svou energii ostatním elektronům (dochází k tzv. *srážkové ionizaci*). Pokud je intenzita laserového pulsu je větší než $10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pro vlnovou délku $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$, elektrony získají takové rychlosti, že při srážkách s ionty si nemohou efektivně vyměňovat energii a absorpce energie srážkami bude zanedbatelně malá [3]. Pokud je splněna podmínka:

$$I\lambda^2 \geq 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2, \quad (1.43)$$

kde I , λ je intenzita a vlnová délka dopadajícího laserového pulsu, tak uvažování pouze srážkové absorpce nevede k výsledkům srovnatelným s experimentálními pozorováními [3]. Absorpce energie laserového pulsu plazmatem se potom dá objasnit bezsrážkovými mechanismy.

1.2.2 Bezsrážková absorpce

Předpokládejme nehomogenní nadkriticky husté (což zajišťuje odraz laserového paprsku, viz odstavec 1.3.1) plazma s gradientem hustoty elektronů směrem do plazmatu a p -polarizovanou dopadající elektromagnetickou vlnu. P -polarizace znamená, že vektor elektrického pole leží v rovině stejné, jako dopadající a odrážený puls. V případě šikmého dopadu existuje tedy složka elektrického pole paralelní s hustotním gradientem. Elektrické pole působí na elektrony a vychyluje je z jejich rovnovážných poloh. Vzniká elektrostatický potenciál, který se snaží vrátit elektrony do jejich původních poloh - elektrony začnou oscilovat. Tak dopadající laserový puls

budí v plazmatu plazmovou vlnu, která se šíří dál do plazmatu. Ve hloubce, kde je hustota elektronu kritická (1.50), dochází k rezonanci [3]. Plazmová vlna se může tlumit srážkami nebo bezsrážkovými mechanismy jako je Landaův útlum a lámání vln [7].

Další bezsrážkový mechanismus absorpce je tzv. *Brunelův jev* nebo *vakuumový ohřev*. Zde platí stejné předpoklady jako pro rezonanční absorpci avšak profil plazmatu musí být krátký. Elektrony u vnější vrstvy plazmatu mohou být vytaženy ven z plazmatu do vakua elektrickým polem dopadajícího laserového svazku. Po obrácení znaménka pole laserového svazku, se elektron urychluje zpět do plazmatu, kde je pole laserového pulsu stíněno. Podrobnější popis lze nalézt např. v [3] nebo [7].

Pro vysokofrekvenční pole dopadajícího laserového pulsu existuje ještě jiný mechanismus absorpce - tzv. *$\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ heating*, o kterém lze víc přečíst např. v [7].

1.3 Vlny v plazmatu

1.3.1 Lineární nerelativistická vlna

Protože laserové záření je elektromagnetická vlna, je k pochopení jeho interakce s plazmatem nutné prozkoumat Maxwellovy rovnice popisující laserový svazek. Začneme následujícími dvěma rovnicemi:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{j},\end{aligned}\tag{1.44}$$

kde \mathbf{E} je vektor elektrického pole, \mathbf{B} je vektor magnetické indukce, \mathbf{j} je vektor proudové hustoty. Působením $\nabla \times$ na první rovnici dostaneme:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t},\tag{1.45}$$

kde $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ je Laplaceův operátor.

Dále budeme předpokládat příčnou lineární vlnu, pro kterou platí $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, v homogenním plazmatu o konstantní elektronové hustotě n_e , ionty jsou nehybné, na plazmu nepůsobí vnější magnetické pole $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ a intenzita elektrického pole se mění s časem harmonicky (1.26) [7].

Vektor proudové hustoty elektronu je definován jako $\mathbf{j} = -en_e \mathbf{v}_e$. S použitými předpoklady je pohybová rovnice pro elektrony daná vztahem (1.20). Po linearizaci (viz odstavec 1.1) dostaneme vztah pro proudovou hustotu \mathbf{j} :

$$\mathbf{j} = -\frac{n_0 e^2}{im_e \omega} \mathbf{E} = -\frac{\varepsilon_0}{i} \frac{\omega_p^2}{\omega} \mathbf{E},\tag{1.46}$$

kde ω je frekvence dopadající elektromagnetické vlny a ω_p je plazmová frekvence (1.30).

Rovnici (1.45) lze přepsat následujícím způsobem:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}. \quad (1.47)$$

Dosadíme za proudovou hustotu (1.46) a dostaneme:

$$\left(\Delta + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1\right)\right) \mathbf{E} = 0. \quad (1.48)$$

Dosazením (1.26) do předchozí rovnice dostaneme následující vztah:

$$-k^2 c^2 + \omega^2 - \omega_p^2 = 0. \quad (1.49)$$

Aby se vlna mohla šířit v plazmatu, musí být vlnové číslo k reálné [7], a to je splněno právě když $\omega \geq \omega_p$. Z toho je vidět, že plazmová frekvence je hraniční frekvencí pro dopadající elektromagnetickou vlnu omezující její další prostup do plazmatu. Jinak tento vztah lze přepsat na tvar:

$$n_e < n_c \equiv \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2}, \quad (1.50)$$

kde n_c je tzv. *kritická hustota plazmatu*. Pokud pro danou dopadající vlnu o frekvenci ω je elektronová hustota plazmatu je $n_e < n_c$, potom pro tuto vlnu je plazma podkritické (anglicky *underdense*). Naopak když $n_e > n_c$ je plazma pro tuto vlnu nadkritické (anglicky *overdense*) a elektromagnetické vlnění se v plazmatu nešíří. Pro elektromagnetické vlnění o vlnové délce $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$ jsou plyny podkritické, naopak pevné terče (např. aluminiová folie) jsou nadkritické. Stejným způsobem se objasňuje odraz viditelného světla od metalických desek nebo odraz rádiového záření od ionosféry [7].

1.3.2 Relativistický případ

Pokud laserové záření bude vysoce intenzivní, musíme uvažovat relativistický případ. V pohybové rovnici pro elektrony (1.4) začne hrát důležitou roli gamma faktor (1.5).

K popisu interakce laserového záření s plazmatem je vhodné zavést bezrozměrný potenciál a_0 , který je popsán vztahem [7]:

$$a_0 \equiv \frac{eE_0}{m_e \omega c}, \quad (1.51)$$

kde E_0 je amplituda elektrického pole. Pro pohyb jednoho elektronu v poli laserové vlny je v případě lineární polarizace záření možné odvodit, že gamma faktor vystředovaný přes laserovou periodu je [7]:

$$\gamma_e(a_0) = \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.52)$$

Vztah (1.49) v relativistickém případě bude vypadat jinak: objeví se v něm gamma faktor, neboť je při plazmových oscilacích potřeba počítat se skutečnou hmotností elektronů:

$$-k^2 c^2 + \omega^2 - \frac{\omega_p^2}{\gamma_e} = 0. \quad (1.53)$$

Stejně jako v nerelativistickém případě platí, že aby se elektromagnetická vlna šířila v plazmatu, je nutné, aby vlnové číslo k bylo reálné, což je splněno pro $\omega > \frac{\omega_p}{\sqrt{\gamma_e}}$. Tuto podmínku lze přepsat pomocí elektronové hustoty:

$$\frac{n_e}{\gamma_e} < n_c. \quad (1.54)$$

V relativistickém případě interakce laserového záření s plazmatem se objeví spousta složitých fyzikálních jevů, např. relativistická self-fokusace laserového pulsu nebo relativistická transparence pevných terčů. Druhý jev bude rozebrán podrobněji v následujícím odstavci 1.3.3. O relativistické self-fokusaci laserového paprsku a dalších relativistických jevech lze najít více informací v [7].

1.3.3 Relativistická transparence

Relativistická transparence nebo *SIT* (anglicky *Self-Induced Transparency*) je fyzikálním jevem, který se objevuje při interakcích laserového záření s plazmatem při hodně vysokých intenzitách ($a_0 \gg 1$, [3]), kdy dochází k nárůstu gamma faktoru elektronů v terči.

Při dopadu laserového pulsu na pevný terč (např. uhlíková folie, kritická hustota $\sim 10^{27} \text{ m}^{-3}$) začíná probíhat interakce s povrchovou vrstvou terče: elektrony se začínají ohřívat díky absorpci energie dopadajícího pulsu a zároveň se laserový paprsek částečně odráží, protože je terč pro něj neprůhledný. Povrchová vrstva terče také bude expandovat s časem díky energii dodávané laserovým pulsem. Po nějaké době expanze hustota elektronů klesne na takovou hodnotu, že vrstva terče začne být pro laser průhledná (underdense plasma) a laserový paprsek bude prostupovat dál do terče. V realistických případech je dynamiku SIT velmi těžké popsat kvůli nelinearitě procesu a dalším relativistickým efektům. Kvůli tomuto jevu dochází například ke změně profilu dopadajícího laserového pulsu, protože laserový svazek není homogenní a nemá všude stejnou intenzitu (v centru svazku je intenzita vyšší), proto pro krajní části pulsu terč může být neprůhledný a naopak centrální část může prostupovat dále do plazmatu [7].

Pro vysoké intenzity ($a_0 \gg 1$) se gamma faktor redukuje na tvar:

$$\gamma_e(a_0) = \left(1 + \frac{a_0^2}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{a_0}{\sqrt{2}}, \quad (1.55)$$

kde parametr a_0 je definován rovnicí (1.51). Dosazením do rovnice (1.54) dostaneme následující vztah:

$$a_0 \geq \sqrt{2} \frac{n_e}{n_c}. \quad (1.56)$$

Pro a_0 splňující (1.56) dochází k samoindukované transparenci. Tento vztah byl odvozen již v roce 1970 [8]. Tato práce motivovala vědce po celém světě k pozorování a zkoumání tohoto jevu. První kdo začal zkoumat, kdy se terč stává transparentním a jak rychle k tomu dochází, byli Lefebvre a Bonaud v roce 1995, pomocí relativistických PIC simulací [3].

1.3.4 Skin efekt

Skin efekt v interakcích laserového záření s plazmatem spočívá v exponenciálním poklesu elektrického pole dopadajícího záření se zvětšující se hloubkou v nadkriticky hustém terči, do kterého puls prostupuje. K charakterizaci tohoto jevu se zavádí tzv. *skinová tloušťka* - hloubka plazmatu, ve které elektrické pole poklesne na hodnotu $\frac{E_0}{e}$, kde E_0 je počáteční amplituda elektrického pole.

K odvození skinové tloušťky vyjdeme z předpokladu, že se elektrické pole s časem mění harmonicky:

$$\mathbf{E} = E_0 \hat{x} \exp[i(kx - \omega t)]. \quad (1.57)$$

Vlnový vektor k a frekvence vlny jsou svázány disperzním vztahem (1.49):

$$-k^2 c^2 + \omega^2 - \omega_p^2 = 0. \quad (1.58)$$

Reálné k odpovídá šíření vlny plazmatem, proto předpokládáme k imaginární. Z disperzního vztahu pak dostaneme:

$$k = \frac{(\omega_p^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}}}{c}. \quad (1.59)$$

Po dosazení k do (1.57) dostaneme, že vlna se tlumí s charakteristickou vzdáleností útlumu δ (tzv. *skinová tloušťka*):

$$\delta = \frac{1}{k} = \frac{c}{(\omega_p^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}}}. \quad (1.60)$$

Pro vysoce intenzivní záření (s vysokou amplitudou elektrického pole E_0) platí, že $\omega_p \gg \omega$. Frekvence plazmových oscilací je dána vztahem:

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{\gamma m_e \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.61)$$

Gamma faktor se počítá podle vztahu (1.52) a pro vysoce intenzivní pole se redukuje na tvar (1.55):

$$\gamma = \frac{a_0}{\sqrt{2}} = \frac{eE_0}{m_e c \omega \sqrt{2}}. \quad (1.62)$$

Po dosazení za ω_p do (1.60) dostaneme konečný vztah pro výpočet skinové tloušťky:

$$\delta = \left(\frac{c \varepsilon_0 E_0}{n_e e \omega \sqrt{2}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.63)$$

1.4 Urychlování iontů

Jeden z mechanismů urychlování iontů je tzv. *urychlování tlakem záření*, ke kterému dochází díky tomu, že elektromagnetická vlna nese impuls, který může být předán částicím terče. Důležitou roli zde hraje ponderomotorická síla, která tlačí elektrony v plazmatu z míst vysoké intenzity do míst, kde je intenzita nižší. Pokud laserový puls dopadá na terč, prostupuje do něj skin efektem do určité hloubky l a v této vrstvě tlačí na elektrony. To pak způsobí vznik rozdílu elektrostatických potenciálů, který bude působit na ionty a elektrony budou přitahovat ionty za sebou.

Pro tlak elektromagnetické vlny, který působí na terč, platí vztah:

$$P_z = (1 + R - T) \frac{I}{c} = (2R + A) \frac{I}{c}, \quad (1.64)$$

kde R , T a A jsou tzv. *koeficienty reflektivity, transmisivity a absorpce*, I je intenzita laserového pulsu a c je rychlost světla ve vakuu [7]. Koeficient reflektivity R je dán poměrem energie odraženého laserového pulsu E_{odr} k energii dopadajícího pulsu E_{dop} :

$$R = \frac{E_{odr}}{E_{dop}}. \quad (1.65)$$

Stejným způsobem je definován koeficient transmisivity T , jenom se počítá poměr energie prošlého laserového pulsu E_{pr} k energii dopadajícího:

$$T = \frac{E_{pr}}{E_{dop}}. \quad (1.66)$$

Koeficient absorpce A je definován poměrem energií laserového svazku, kterou terč absorboval E_{abs} , k energii dopadajícího pulsu:

$$A = \frac{E_{abs}}{E_{dop}}. \quad (1.67)$$

Protože platí zákon zachování energie, lze tyto koeficienty propojit jediným vztahem:

$$A = 1 - R - T, \quad (1.68)$$

Kvůli tomu, že se ionty začínají pohybovat ve směru šíření laserového pulsu, dochází k červenému posuvu frekvence odraženého laserového paprsku v důsledku Dopplerova jevu:

$$\omega' = \omega \left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.69)$$

kde ω' je frekvence odraženého laserového pulsu, ω je frekvence dopadajícího pulsu, $\beta = \frac{v}{c}$ [7].

Pokud laserový puls dopadá na tlustý terč, dochází k tzv. *hole boring* režimu, pokud je terč tenký - k tzv. *light sail* režimu. Tyto jevy budou popsány v následujícím odstavci.

1.4.1 Hole Boring a Light Sail režim

Po dopadu intenzivního laserového pulsu na terč je do terče vlivem tlaku záření tlačena vrstva elektronů, která za sebou díky elektrickému poli táhnou ionty. V případě tlustého terče (hole boring režim) se tato vrstva šíří dovnitř rychlostí:

$$v_{\text{hb}} = c \frac{\sqrt{\Pi}}{1 + \sqrt{\Pi}}, \quad (1.70)$$

kde parametr Π je dán vztahem

$$\Pi = \frac{n_c m_e}{n_i m_i} a_0^2, \quad (1.71)$$

kde n_c je kritická hustota elektronů v plazmatu definovaná vztahem (1.50), n_i je hustota iontů, m_e a m_i je hmotnost elektronu a iontu a parametr a_0 je definován vztahem (1.51). Tato rychlost je odvozena z tzv. *moving mirror* modelu [7]. Frekvence odraženého laserového pulsu (ten bude vždy přítomný, protože za pohybující se vrstvou plazmatu je neprůhledný terč (overdense plazma)) je pak pozměněna Dopplerovým jevem a lze pozorovat červený posuv (1.69).

Proces pokračuje, než se tlačená vrstva dostane k zadní straně terče. Pak už bude celý terč v pohybu a režim urychlování se změní na tzv. *Light Sail*.

Existují i další modely (kromě *moving mirror* modelu), které se snaží popisovat procesy Hole Boring a Light Sail režimů. Podrobnější popis těchto režimů a odkazy na jiné modely lze najít např. v [7].

Kapitola 2

Particle-In-Cell simulační metoda

Dnes má simulace fyzikálních jevů ve fyzice plazmatu velký význam. Při interakci laserového záření s plazmatem je nutné počítat pohyb částic ve vnějších a selfkonzistentních elektromagnetických polích. Analyticky se to nedá provést, protože např. kinetický model popisu plazmatu pracuje s Boltzmannovou nebo s Vlasovou rovnicí, která je 6-dimenzionální. Pro systém o velkém počtu částic (např. 10^{23}) je to v současné době nemožné. Na druhé straně simulace jsou mnohem rychlejší a levnější, než experimenty. Moderní simulační kódy nejsou tak jednoduché, ale s jejich pomocí se dá simulovat různé fyzikální jevy a děje, stačí jen změnit parametry simulace. Proto v současné fyzice simulace podporují rozvoj teoretických modelů a pomáhají pochopit fyzikální procesy při interakcích laserového záření s plazmatem [9], [10], [11].

Jedna z prvních simulačních metod ve fyzice plazmatu byla tzv. "*particle-particle*" metoda. Hlavním principem této metody je výpočet trajektorií všech částic. Jejich pohyb v prostoru se počítá z Coulombických sil, kterými na sebe působí všechny částice. Algoritmus metody je sice snadno implementovatelný, ale je velmi pomalý a náročný pro výpočet i pro moderní počítače [11].

V moderní fyzice plazmatu je nejužívanější metodou simulace tzv. *Particle-In-Cell* metoda (nebo PIC). Touto metodou se dá simulovat interakce laserového pulsu s pevnými terči, se započtením relativistických jevů [12]. Existují i rozšíření PIC metody s využitím metod Monte Carlo pro simulace srážek [11]. PIC metody jsou založeny na kinetickém popisu plazmatu a vývoj systému je popsán pohybem nabitých částic.

2.1 Algoritmus PIC simulační metody

Pevné terče s velkým počtem částic se těžko dají simulovat. V PIC metodách se zavádí tzv. *makročástice*, každá nahrazuje několik částic a má vlastní náboj q_i a hmotnost m_i . V Boltzmannově nebo Vlasovově rovnici je distribuční funkce nahrazena sumou distribučních funkcí pro každou makročástici:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \sum_p f_p(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t). \quad (2.1)$$

Distribuční funkce pro makročástici vypadá následovně:

$$f_p(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = AS_r[\mathbf{r} - \mathbf{r}_l(t)]S_v[\mathbf{v} - \mathbf{v}_l(t)], \quad (2.2)$$

kde A je normalizační konstanta, závislá na počtu částic, které daná makročástice nahrazuje, S_r a S_v jsou tzv. *tvárové funkce*. Tyto funkce není možné zvolit libovolně, musejí splňovat několik předpokladů:

1. Nosič tvarové-funkce musí být kompaktní: $\exists R > 0, \text{supp}S \subset (-R, R)$;
2. Integrál tvarové-funkce přes celý prostor musí dávat 1: $\int_{-\infty}^{\infty} S(x)dx = 1$;
3. Tvarová-funkce musí být symetrická: $S(x) = S(-x)$.

Volba tvarové-funkce ovlivňuje stabilitu a přesnost výpočetní metody [13]. Za tvarové-funkce pro rychlost S_v se nejčastěji v simulacích plazmatu volí Diracová delta funkce δ : $\delta(\mathbf{v}) = \delta(v_x)\delta(v_y)\delta(v_z)$.

Další důležitý krok v PIC simulacích je rozdělení prostoru sítí. V buňkách této sítě jsou makročástice, v uzlech se pak počítají elektrická a magnetická pole. Elektromagnetické pole se určuje z Maxwellových rovnic.

V PIC metodě se používá tzv. *Finite-Difference Time-Domain Method* tedy metoda konečných diferencí pro řešení Maxwellových rovnic. Derivace jsou nahrazeny konečnými diferencemi: např. v 1D aproximace derivací prvního a druhého řádu v bodě $x = x_0$ vypadají následovně:

$$\left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=x_0} \simeq \frac{y(x_0 + \frac{h}{2}) - y(x_0 - \frac{h}{2})}{h}, \quad (2.3)$$

$$\left. \frac{d^2y}{dx^2} \right|_{x=x_0} \simeq \frac{y(x_0 + h) - 2y(x_0) + y(x_0 - h)}{h^2}, \quad (2.4)$$

kde h je krok.

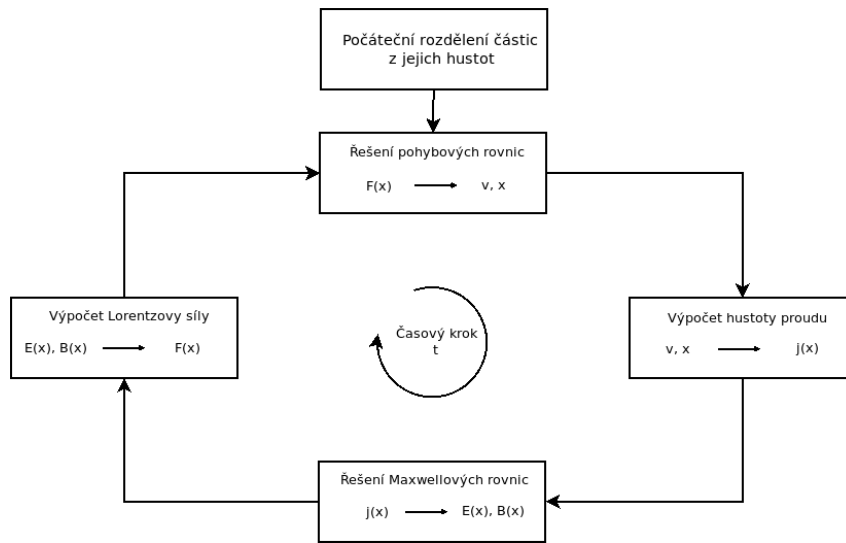
Po výpočtu polí \mathbf{E} a \mathbf{B} se řeší Newtonova pohybová rovnice pro makročástice (1.8). Z pohybové rovnice se spočítají poloha makročástice \mathbf{r} a její rychlost \mathbf{v} (viz odstavec 2.3).

Dále se spočítá proud částic [3]:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \sum_l q_j \mathbf{v}_l S(\mathbf{r}_l - \mathbf{r}), \quad (2.5)$$

kde index l označuje bod sítě.

Pomocí proudu částic se řeší Maxwellovy rovnice (viz odstavec 2.2). Po jejich vyřešení se elektrické a magnetické pole interpolují zpět na polohy každé makročástice, kde slouží k řešení relativistické Newton-Lorentzové pohybové rovnice pro každou makročástici (viz odstavec 2.3).



Obrázek 2.1: Algoritmus výpočtů v PIC simulační metodě.

Algoritmus začíná inicializací počátečních poloh, které jsou dány hustotou částic v plazmatu. Pak je v algoritmu cyklus, který je sestaven z kroků popsaných výše. Algoritmus PIC simulací lze vidět na obr. 2.1.

2.2 Řešení Maxwellových rovnic

Spolu s metodou konečných diferencí (FDM) se používá tzv. *leapfrog* schéma pro řešení Maxwellových rovnic. Hlavním principem metody konečných diferencí je výpočet hodnot dané veličiny v časovém kroku $n+1$ na základě hodnoty veličiny v kroku n . Moderní výpočetní kódy používají modifikovanou metodu - *leapfrog* schéma: výpočet pobíhá s krokem h , ale veličiny jsou vzájemně posunuté o polovinu kroku $h/2$, to zaručuje možnost použití centrovaných diferencí, které jsou přesnější. Např. v kódu EPOCH (ten bude probrán později) probíhá výpočet elektrického a magnetického pole následujícím způsobem:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}} &= \mathbf{E}^n + \frac{\Delta t}{2} \left(c^2 \nabla \times \mathbf{B}^n - \frac{\mathbf{J}^n}{\varepsilon_0} \right), \\ \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}} &= \mathbf{B}^n - \frac{\Delta t}{2} (\nabla \times \mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}}), \end{aligned} \quad (2.6)$$

kde se všechny derivace aproximují konečnými diferencemi podle (2.3), (2.4). Pole vypočítané v polovině kroku jsou potřebné pro tzv. *particle pusher* algoritmus, který bude popsán v následujícím odstavci 2.3.

Dále se počítají elektrické \mathbf{E} a magnetické pole \mathbf{B} v kroku $n+1$:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}^{n+1} &= \mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{2} \left(c^2 \nabla \times \mathbf{B}^{n+1} - \frac{\mathbf{J}^{n+1}}{\varepsilon_0} \right), \\ \mathbf{B}^{n+1} &= \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{2} (\nabla \times \mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}}).\end{aligned}\tag{2.7}$$

Kombinací rovnic 2.6 a 2.7 lze dospět k rovnicím, které bychom dostali z nemodifikované metody leapfrog:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}} &= \mathbf{E}^{n-\frac{1}{2}} + \Delta t \left(c^2 \nabla \times \mathbf{B}^n - \frac{\mathbf{J}^n}{\varepsilon_0} \right), \\ \mathbf{B}^{n+1} &= \mathbf{B}^n - \Delta t (\nabla \times \mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}}).\end{aligned}\tag{2.8}$$

2.3 Particle pusher

Tzv. *particle pusher* algoritmus řeší relativistickou pohybovou rovnici s Lorentzovou silou na pravé straně (1.4), (1.5) pro každou částici. Centrální diferencí přejdeme od (1.4) k následujícímu tvaru:

$$\frac{\mathbf{u}_\alpha^{n+\frac{1}{2}} - \mathbf{u}_\alpha^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left[\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_\alpha^{n+\frac{1}{2}} + \mathbf{v}_\alpha^{n-\frac{1}{2}}}{2} \times \mathbf{B} \right],\tag{2.9}$$

kde $\mathbf{u}_\alpha = \mathbf{v}_\alpha \cdot \gamma$, q_α a m_α je relativistická rychlost, náboj a hmotnost makročástice, Δt je časový krok, \mathbf{E} resp. \mathbf{B} jsou vektory elektrického resp. magnetického pole.

Bunemanova metoda pracuje s $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ driftem:

$$\begin{aligned}\mathbf{u}'_{old} &= \mathbf{u}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \\ \mathbf{u}'_{new} &= \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}.\end{aligned}\tag{2.10}$$

Kombinací předchozích dvou rovnic dostaneme:

$$\frac{\mathbf{u}'_{new} - \mathbf{u}'_{old}}{\Delta t} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left[\mathbf{E}_\parallel + \frac{\mathbf{v}'_{new} + \mathbf{v}'_{old}}{2} \times \mathbf{B} \right].\tag{2.11}$$

Zde, jak je vidět, se používá rozdělení vektoru elektrického pole \mathbf{E} na paralelní a kolmou složku. Více k tomu lze najít v [13].

Nejužívanější v PIC simulačních kódech je tzv. *Borisova metoda*. Je založena na rozdělení síly elektromagnetického pole na jeho elektrickou a magnetickou složky:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^{n-\frac{1}{2}} &= \mathbf{u}^- - \frac{q\mathbf{E}}{m} \frac{\Delta t}{2}, \\ \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} &= \mathbf{u}^+ + \frac{q\mathbf{E}}{m} \frac{\Delta t}{2}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Dále kombinací dvou předchozích rovnic a jejich dosazením do (2.9) lze dostat rovnice bez elektrického pole \mathbf{E} :

$$\frac{\mathbf{u}^+ - \mathbf{u}^-}{\Delta t} = \frac{q}{2m} (\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-) \times \mathbf{B}. \quad (2.13)$$

Takže celkem máme dvě rovnice pro vektory \mathbf{u}^- a \mathbf{u}^+ , kde pro každý z nich je použito buď elektrické pole nebo magnetické pole:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^- &= \mathbf{u}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{q\mathbf{E}}{m} \frac{\Delta t}{2}, \\ \mathbf{u}^+ &= \mathbf{u}^- + \Delta t \frac{q}{2m} (\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-) \times \mathbf{B}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Podrobnější popis Borisovy metody lze najít např. v [13], [14], [15], [16]. Tato metoda je často využívána v simulacích plazmatu díky tomu, že je snadno implementovatelná a je stabilní.

V kódu EPOCH se používá metoda leapfrog s využitím elektrického a magnetického pole spočtených v polovině časového kroku $h/2$. Díky tomu je algoritmus stabilní a je druhého řádu přesnosti [17]:

$$\mathbf{p}_\alpha^{n+1} = \mathbf{p}_\alpha^n + q_\alpha \Delta t \left[\mathbf{E}^{n+\frac{1}{2}}(\mathbf{x}_\alpha^{n+\frac{1}{2}}) + \mathbf{v}_\alpha^{n+\frac{1}{2}} \times \mathbf{B}^{n+\frac{1}{2}}(\mathbf{x}_\alpha^{n+\frac{1}{2}}) \right], \quad (2.15)$$

kde \mathbf{p}_α , q_α , \mathbf{x}_α a \mathbf{v}_α je hybnost, náboj, poloha a rychlost makročástice. Hybnost lze spočítat ze vztahu:

$$\mathbf{p}_\alpha = \gamma_\alpha m_\alpha \mathbf{v}_\alpha, \quad (2.16)$$

kde m_α je hmotnost makročástice a γ_α se spočítá podle rovnice (1.5).

Poloha částice se obnovuje podle následujícího vztahu:

$$\mathbf{x}_\alpha^{n+\frac{3}{2}} = \mathbf{x}_\alpha^{n+\frac{1}{2}} + \Delta t \mathbf{v}_\alpha^{n+1}. \quad (2.17)$$

Tuto rovnici pak lze rozdělit na dvě následujícím způsobem:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_\alpha^{n+1} &= \mathbf{x}_\alpha^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{v}_\alpha^{n+1}, \\ \mathbf{x}_\alpha^{n+\frac{3}{2}} &= \mathbf{x}_\alpha^{n+1} + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{v}_\alpha^{n+1}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Druhou rovnici v (2.18) lze napsat pro $\mathbf{x}_\alpha^{n+\frac{1}{2}}$:

$$\mathbf{x}_\alpha^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{x}_\alpha^n + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{v}_\alpha^n. \quad (2.19)$$

Tak jsme dostali polohu částice pro potřebnou změnu vektoru hybnosti dané částice podle (2.15). Po změně vektoru hybnosti \mathbf{p}_α se mění i vektor polohy \mathbf{x}_α .

O dalším particle-pusher algoritmu vyššího řádu přesnosti se lze dozvědět více např. v [18].

2.4 Numerické aspekty PIC simulační metody

Numerické řešení se vždy odlišuje od analytického tím, že je přítomná nějaká chyba. V PIC simulační metodě se používá několik různých numerických zjednodušení, např.: nahrazení částic makročásticemi, pokrytí prostoru sítí buněk, diskretizace výpočtu zavedením časového kroku, nahrazení diferenciálních rovnic diferenčními a použití metod leapfrog a FDM, které mají svou numerickou chybu a stabilitu. Stabilitu metody PIC zajišťuje několik předpokladů [13]. Mezi předpoklady je např. omezení na časový a prostorový krok.

Stabilitu simulací elektromagnetických vln zajišťuje tzv. *Courant-Friedrichs-Lewiho* podmínka [19]. Pro PIC simulační metody tato podmínka v 1D vypadá následovně:

$$c\Delta t \leq \Delta x, \quad (2.20)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu, Δt je časový krok a Δx je prostorový krok. Toto omezení mimo jiné zajišťuje, že makročástice se posune nejvýše o jednu buňku za jeden časový krok, což je potřebné pro korektní výpočet proudu.

2.5 EPOCH kód

Příkladem kódu, který implementuje PIC simulační metodu, je EPOCH kód (Extendable PIC Open Collaboration). Je to paralelní, elektromagnetický a relativistický kód, který byl napsán v anglické University of Warwick. EPOCH obsahuje několik modulů, které dovolují provádět simulace a zkoumat různé fyzikální jevy v interakcích laserového záření s plazmatem, např. srážky částic nebo efekty kvantové elektrodynamiky (QED). Parametry pro každou simulaci se nastavují v **input.deck** souboru: např. podmínky pro hranice simulačního prostoru, laserové a částicové parametry (pro každý druh částic zvlášť). Tak není nutné provádět žádné změny v samotném kódu, což usnadňuje ovládání a zrychluje nastavení parametrů pro simulace. Data se ukládají v souborech s příponou **.sdf**. Výsledné parametry se ukládají do jednotlivých proměnných, např. hustota elektronů se ukládá do jiné proměnné, než hustota iontů. To pak zajišťuje snadné ovládání při zpracování výsledků simulací. Ovšem není možné tyto soubory načíst obyčejným textovým editorem - je potřeba používat Matlab nebo VisIt.

Podrobnější informace o kódu EPOCH a algoritmech, které se používají k řešení rovnic PIC simulační metody, lze nalézt v [17].

2.6 Konvoluce

Při zpracování výsledků simulací a zobrazování profilů laserových pulsů po interakci se prováděla konvoluce k lepšímu znázornění průběhu elektrického pole pulsu, které jinak osciluje v čase. Pro dva diskrétní signály je konvoluce definována následujícím způsobem:

$$(f \star g)_k = \sum_i f_i \cdot g_{k-i}, \quad (2.21)$$

kde jsou f a g jednorozměrné funkce. Zpracování se provádělo v Matlabu, kde konvoluci lze spočítat pomocí příkazu `conv(f, g, 'full'/'same')`, kde za třetí parametr lze zvolit 'full', což spočte konvoluci jako násobení dvou polynomu se zachováním všech prvků, nebo 'same', kdy se ve výsledku zachová počet elementů f tak, že krajní hodnoty se neberou v úvahu. Při zpracování se prováděla konvoluce s jednotkovým vektorem "mask", takže výsledkem byla střední hodnota sousedních prvků. Při aplikaci tohoto přístupu k profilu absolutní hodnoty elektrického pole laseru lze dostat "hladší" tvar, kde oscilace vyrovnávají.

Kód, podle kterého se tato operace počítala, je uveden níž.

```
1 %Nacitani dat ze simulace v case 540 fs:
2 Data = GetDataSDF('0054.sdf');
3 %Nacitani elektrickeho pole:
4 E_el = Data.Electric_Field.Ey.data;
5 %Zavedeni jednotkoveho vektoru 1x350:
6 mask = ones(350,1)/350;
7 %Provedeni konvoluce:
8 E_el_conv = conv(abs(E_el), mask, 'same');
```

Kapitola 3

Výsledky simulací

3.1 Parametry simulace

V rámci této práce byly provedeny 1D simulace pro laser o vlnové délce 800 nm se třemi různými délkami pulsu (což je vlastně pološířka gaussovského profilu): 15 fs, 60 fs a 150 fs (příklad současných laserů viz [20]). Pulsy byli vyzařovány z levého okraje simulačního prostoru po celkovou dobu 60 fs, 240 fs a 600 fs. Kritická hustota plazmatu je pro takové záření $n_{\text{crit}} = 1,7 \cdot 10^{27} \text{ m}^{-3}$. Intenzita laserového pulsu byla zvolena v závislosti na délce pulsu a to z toho důvodu, aby bylo možné zkoumat relativistickou transparenci tenkých terčů: $10^{22} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pro 60 fs a simulace s pohyblivými ionty (viz odstavec 3.3.1) a 150 fs, $10^{23} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pro 60 fs a simulace s nepohyblivými ionty a 15 fs. Jako terč se používaly DLC (Diamond-Like Carbon) uhlíkové folie tloušťky 20 až 200 nm. Tento materiál se zvolil z toho důvodu, že je možné připravit terče o tloušťce desítek nm [21]. Simulace trvala 650 fs až 2,6 ps pro nejdelší puls, velikost simulačního prostoru se měnila v závislosti na délce pulsu, aby se do toho prostoru vešel celý puls, a to od 160 μm pro 15 fs a 60 fs pulsy, až do 360 μm pro puls 150 fs. Počet simulačních buněk pro tyto pulsy se měnil od 64000 pro délky pulsů 15 fs a 60 fs do 144000 pro 150 fs. Maximální hustota plazmatu je $810 \cdot n_{\text{crit}}$, počáteční teplota elektronů a iontů je 3 keV (0 keV pro nepohyblivé ionty). Z výsledků simulací se pak zkoumaly tvary odražených a prošlých laserových pulsů a hustota iontů a elektronů terče po interakci.

3.2 Energie laserového pulsu po interakci s terčem

Na obr. 3.1, obr. 3.2, obr. 3.3 a obr. 3.4 jsou vykresleny koeficienty reflektivity a transmisivity v závislosti na tloušťce terče. Tyto obrázky vyjadřují energetický podíl prošlého a odraženého pulsu (kolik energie dopadajícího pulsu terčem prošlo a kolik se odrazilo) a zároveň zachování energie: rozdíl energií dopadajícího a odraženého s prošlým pulsem udává absorpci energie terčem (viz odstavec 1.4). Zatímco pro případ s nehybnými ionty je průběh transmisivity v závislosti na tloušťce terče téměř lineární, pro případ s pohyblivými ionty, tedy na obr. 3.2, obr. 3.3 a obr. 3.4 je vidět výrazný pokles transmisivity po určité tloušťce terče. Pro větší tloušťky terčů je zapotřebí více energie, aby se z plazmatu vytvořilo opticky průhledné medium. V terčích s pohyblivými ionty dochází také k větší absorpci energie dopadajícího záření kvůli její spotřebě na urychlení částic.

Na základě vývoje těchto dvou veličin lze také popsat změnu absorpce energie laserového pulsu terčem. Např. pro 60-femtosekundový laser lze vývoj absorpce vidět na obr. 3.5. Tloušťka 70 nm je hraniční pro takové záření, z obr. 3.2 je vidět, že takovým terčem skoro nic neprochází, s dalším růstem tloušťky terče se absorbuje méně energie dopadajícího pulsu a víc se odráží. Zatímco v případě nenulové transmisivity alespoň část laserového pulsu terčem prochází a interaguje tedy s celým objemem, v případě zanedbatelné transmisivity se jedná více o interakci s povrchem terče. To vysvětluje změnu chování absorpce a její maximum v případě tloušťky terče, kde se transmisivita blíží nule (70 nm).

3.3 Profil laserového pulsu po interakci s terčem

Na obr. 3.6 je znázorněn gaussovský profil dopadajícího laserového pulsu, se kterým se pracovalo ve všech simulacích. Uhlíková folie je umístěna v bodě $x = 0$.

Po interakci laserového pulsu s terčem se zkoumaly tvary odraženého a prošlého pulsu. Ke zpracování se vždy vybírala data tak, aby tyto dva pulsy byly od sebe prostorově oddělené. K lepšímu znázornění tvaru pulsů se prováděla konvoluce, na obrázcích je zobrazená červenou křivkou (viz odstavec 2.6). Kromě toho se porovnávaly relativní poměry maximálních amplitud intenzit elektrického pole obou pulsů.

3.3.1 60-femtosekundový laserový puls

3.3.1.1 Simulace s nehybnými ionty

V sérii simulací s 60-femtosekundovým laserem se prováděly simulace jak s pohyblivými ionty, což je reálnější situace, tak i s nepohyblivými. Nepohyblivé ionty byli v simulacích realizované tak, že jejich hmotnost byla o mnoho řádu větší než ve skutečnosti. Díky tomu se ionty během simulace pohybovaly jen zanedbatelně. S nehybnými ionty se dá zkoumat jenom jev relativistické transparency (RT), s pohyblivými ionty dochází také k expanzi vzniklého plazmatu, což má vliv na rozvoj optické průhlednosti. Porovnání výsledků obou případů je popsáno v odstavci 3.3.1.3.

Vlastnosti odražených a prošlých paprsků se zkoumaly v čase 540 fs, což je 280 fs po kontaktu laseru s terčem. Intenzita laserového pulsu v těchto simulacích byla nastavena na 10^{23} $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Maximální amplituda elektrického pole dopadajícího pulsu je $\cong 9\cdot 10^{14}$ $\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$. Ze vztahu (1.63) vychází pro takovou vlnu skinová tloušťka $\delta = 57$ nm.

Na obr. 3.7 je vidět profily odraženého (reflected) a prošlého (transmitted) laserového pulsu po interakci s folií o tloušťce 50 nm. Relativní poměr maximálních amplitud elektrického pole prošlého a dopadajícího pulsu je $\cong 0,94$, odraženého a dopadajícího je $\cong 0,69$. V profilu prošlého pulsu je vidět rychlý nárůst elektrického pole: amplituda elektrického pole od hodnot blízkých nulovým vzroste k maximálním hodnotám 3,7-krát rychleji, než u dopadajícího pulsu. Větší část pulsu plazmatem prošla, což je zhruba 82% energie dopadajícího pulsu (viz obr. 3.1).

Na obr. 3.8 je vidět profily pulsů po interakci laseru s folií o tloušťce 80 nm. Relativní poměr maximálních amplitud elektrického pole je skoro stejný, jako v předchozím případě: pro prošlý

a dopadající je $\cong 0,87$ a pro odražený a dopadající $\cong 0,72$. Odrazilo se víc, než v předchozím případě, ale pořád plazmatem prošla větší část pulsu (přibližně 60% energie dopadajícího pulsu). V profilu prošlého pulsu je vidět rychlý narůst elektrického pole: amplituda elektrického pole od hodnot blízkých nulovým vzroste k maximálním hodnotám 3,5-krát rychleji, než u dopadajícího pulsu.

Na obr. 3.9 je vidět pulsy po interakci laseru s terčem o tloušťce 175 nm. Z profilu je vidět, že oba pulsy jsou hodně deformované. Relativní poměry maximálních amplitud elektrického pole jsou $\cong 0,44$ pro prošlý a dopadající puls, $\cong 0,96$ pro odražený a dopadající puls. Od terče se odráží větší část dopadajícího pulsu, což je zhruba 84%.

3.3.1.2 Simulace s pohyblivými ionty

Stejně jako v případě simulací s nehybnými ionty se profily odraženého a prošlého pulsu zkoumaly v čase 540 fs, tedy 280 fs po kontaktu pulsu s terčem. Intenzita laserového pulsu v těchto simulacích byla nastavena na $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Maximální amplituda elektrického pole dopadajícího laserového pulsu je $\cong 2,9\cdot 10^{14} \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$. Ze vztahu (1.63) vychází pro takovou vlnu skinová tloušťka $\delta = 32,4 \text{ nm}$.

Na obr. 3.10 je vidět profily odraženého a prošlého laserového pulsu po interakci laseru s folií o tloušťce 50 nm. Relativní poměr maximálních amplitud elektrického pole prošlého a dopadajícího pulsu je $\cong 0,95$, odraženého a dopadajícího $\cong 0,6$. V profilu prošlého pulsu je vidět rychlý narůst elektrického pole až k maximální hodnotě (což je vidět z průběhu červené křivky): amplituda elektrického pole od hodnot blízkých nulovým vzroste k maximálním hodnotám 3-krát rychleji, než u dopadajícího pulsu. Před tím je vidět relativně slabé elektrické pole, které plazmatem prošlo a to díky skin efektu (viz odstavec 1.3.4). Plazmatem projde $\approx 52\%$ energie dopadajícího pulsu.

Takové nastavení parametrů lze tedy reálně použít ke generaci laserového pulsu s ostřejším narůstem elektrického pole, než u původně gaussovského pulsu.

Na obr. 3.11 je vidět profily pulsů po interakci laseru s terčem o tloušťce 70 nm. Z obrázku je patrné, že pro takovou tloušťku skoro nic neprochází. Relativní poměr maximálních amplitud elektrického pole je $\cong 0,74$ pro odražený a dopadající puls, $\cong 0,17$ pro prošlý a dopadající. Energetický poměr těchto pulsů lze vidět na obr. 3.2. Od terče se odráží $\approx 55\%$ energie dopadajícího pulsu. V profilu odraženého pulsu je vidět změnu vlnové délky záření, k čemuž dochází kvůli Dopplerovu jevu, a je to spojeno s posuvem částic tlakem záření a s expanzí plazmatu, které není opticky průhledné pro dopadající laserový puls. Tento případ je hraniční pro dané záření, s většími tloušťkami již nebude procházet téměř žádná energie původního pulsu.

3.3.1.3 Porovnání simulací s pohyblivými a nehybnými ionty

Aby bylo možné porovnat případy s nepohyblivými resp. pohyblivými ionty byly provedeny další simulace s intenzitou záření $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ pro pohyblivé ionty. Výsledky se pak porovnávali s případy popsány v předchozích dvou odstavcích.

Na obr. 3.12 je vidět profily odraženého a prošlého pulsu po interakci laseru o intenzitě $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ s terčem o tloušťce 50 nm s pohyblivými ionty. Větší část pulsu plazmatem prošla (\approx

93% energie dopadajícího pulsu oproti 82% v případě nehybných iontů), ve srovnání s terčem s nehybnými ionty (obr. 3.7) je vidět, že se odrazilo mnohem méně: $\approx 3\%$ proti $\approx 15\%$ v případě nehybných iontů. Relativní poměr maximálních amplitud elektrického pole odráženého a dopadajícího pulsu je $\approx 0,22$, když v případě s nehybnými ionty je to $\approx 0,69$. V profilu prošlého pulsu je vidět dvě maxima elektrického pole, což je dáno tím, že se plazma začne po kontaktu s laserem urychlovat a intenzita pole poklesne a pak hustota plazmatu kvůli další expanzi začne klesat a intenzita znovu vzroste.

Na obr. 3.13 jsou zobrazeny profily pulsu po interakci laseru o intenzitě $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ s terčem o tloušťce 80 nm s pohyblivými ionty, odpovídající případ s nehybnými ionty je na obr. 3.8. Z těchto dvou obrázků je vidět, že se od terče odráží mnohem méně (11% energie dopadajícího pulsu oproti 35% v případě nehybných iontů), když energetický poměr prošlých pulsů je skoro stejný: 64% energie dopadajícího pulsu v případě pohyblivých iontů a 60% - v případě nehybných iontů. Jak bude vidět v odstavci 3.4.1.3 v případě pohyblivých iontů dochází k urychlování částic, na což se bude spotřebovat energie dopadajícího pulsu. V profilu prošlého pulsu je vidět vliv expanze a posuvu terče, na což ukazují dvě maxima elektrického pole.

3.3.2 15-femtosekundový laserový puls

V simulacích s 15-femtosekundovými laserovými pulsy byla zvolena intenzita $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, profily paprsků se zkoumaly v čase 450 fs, což je 190 fs po kontaktu pulsu s terčem. Maximální amplituda elektrického pole pulsu dopadajícího na terč je $\approx 9\cdot 10^{14} \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$. Ze vztahu (1.63) vychází pro takovou vlnu skinová tloušťka $\delta = 57 \text{ nm}$. Tato řada simulací se počítala s pohyblivými ionty.

Na obr. 3.14 je vidět profily odráženého a prošlého pulsu po interakci laseru s folií o tloušťce 50 nm. Relativní poměr maximálních amplitud elektrického pole je $\approx 0,41$ pro odrážený a dopadající puls a $\approx 0,89$ pro prošlý a dopadající puls. Větší část pulsu plazmatem projde (přibližně 74% energie dopadajícího pulsu) a u prošlého pulsu je vidět rychlý nárůst elektrického pole: amplituda elektrického pole od hodnot blízkých nulovým vzroste k maximálním hodnotám 2,2-krát rychleji, než u dopadajícího pulsu.

Na obr. 3.15 jsou zobrazeny profily odráženého a prošlého laserového pulsu po interakci laseru s terčem o tloušťce 70 nm. Relativní poměr maximálních amplitud elektrického pole odráženého a dopadajícího pulsu je $\approx 0,44$, prošlého a dopadajícího je $\approx 0,67$. Plazmatem projde jen $\approx 19\%$ energie dopadajícího pulsu. U odráženého pulsu je vidět prodloužení vlnové délky kvůli Dopplerovu jevu.

Jak je vidět z obr. 3.3, s rostoucí tloušťkou terče energetický podíl prošlého pulsu bude dále klesat.

3.3.3 150-femtosekundový laserový puls

V řadě simulací se 150-femtosekundovým laserem byla nastavena intenzita $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ve srovnání s předchozími simulacemi je délka pulsu mnohem větší, proto bylo nutno zvětšit rozměry simulačního prostoru a dobu počítání simulace. Vlastnosti pulsů po interakci se zkoumaly

v čase 1,2 ps, což je 580 fs po kontaktu pulsu s terčem. Amplituda elektrického pole dopadajícího pulsu je $2,9 \cdot 10^{14} \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$. Ze vztahu (1.63) vychází pro takovou vlnu skinová tloušťka $\delta = 32 \text{ nm}$. Tato řada simulací se počítala s pohyblivými ionty.

Na obr. 3.16 je vidět profil odraženého a prošlého pulsu po interakci laseru s terčem o tloušťce 50 nm. Relativní poměr maximálních amplitud elektrického pole odraženého a dopadajícího pulsu je $\cong 0,41$, prošlého a dopadajícího pulsu je $\cong 0,95$. Větší část počátečního pulsu plazmatem prošla ($\cong 80\%$ energie dopadajícího pulsu), v profilu je vidět ostrý narůst elektrického pole: amplituda elektrického pole od hodnot blízkých nulovým vzroste k maximálním hodnotám 2,6-krát rychleji, než u dopadajícího pulsu. Před tím je vidět část pulsu, která prošla plazmatem díky skinovému efektu.

Na obr. 3.17 je vidět profily pulsů po interakci laseru s terčem o tloušťce 100 nm. Relativní poměr maximálních amplitud odraženého a dopadajícího pulsu je $\cong 0,52$, prošlého a dopadajícího pulsu je $\cong 0,8$. V profilu prošlého pulsu je vidět ještě ostřejší narůst elektrického pole: od blízkých nulovým hodnotám amplituda vzroste k maximálním hodnotám 3-krát rychleji než u dopadajícího pulsu. Plazmatem prošlo $\cong 25\%$ energie dopadajícího pulsu.

Pro srovnání 60-femtosekundový puls po interakci s terčem o tloušťce 70 nm (obr. 3.11) ztratí energii na urychlení iontů a plazmatem projde jen malá část dopadajícího pulsu. Delší laserové pulsy obsahují více energie, takže předání energie urychleným iontům není tak významné.

Pro větší tloušťky folie začne rychle klesat energie prošlého pulsu. Tloušťka terče 100 nm je blízká hraniční (viz obr. 3.4), ovšem takový terč produkuje prošlý laserový puls s ostřejším profilem pole.

3.4 Hustota elektronů a iontů po interakci

Ve všech simulacích se zkoumal vývoj hustot elektronů a iontů s časem po kontaktu laserového pulsu s terčem, z čehož bylo vidět, kdy docházelo k optické průhlednosti plazmatu díky relativistické transparentci (viz odstavce 1.3.2, 1.3.3). Vedle toho se zkoumala hustota po interakci laseru s plazmatem a to vždy ve stejném čase, ve kterém se zkoumaly vlastnosti pulsů. Na všech obrazcích jsou vyznačeny hustota elektronů (spolu s hustotou elektronů podělenou gamma faktorem), hustota iontů a kritická hustota plazmatu pro dané záření. Kritická hustota se počítala pomocí vzorce (1.50). Ve výsledcích simulací se mimo ostatní také ukládaly hodnoty hybnosti částic, proto gamma faktor lze jednoduše spočítat jako $\gamma = (1 + \frac{1}{(m_e c)^2} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2))^{\frac{1}{2}}$.

V simulačním prostoru se terč před interakci vždy nacházel v bodě $x = 0$.

3.4.1 60-femtosekundový laserový puls

3.4.1.1 Simulace s nehybnými ionty

V tomto odstavci jsou popsány iontové a elektronové hustoty po kontaktu laseru s plazmatem v simulacích s 60-femtosekundovým laserem a nehybnými ionty.

Na obr. 3.18 je zobrazen stav terče o tloušťce 50 nm ve třech různých časech po kontaktu s laserem. Ionty jsou nehybné a zůstávají ve své počáteční poloze v bodě $x = 0$.

První záznam po kontaktu laseru s terčem ukazuje, že hustota elektronů podělena gamma faktorem je větší než kritická. Plazma tedy zůstává pro záření opticky neprůhledné. Elektrony se začínají pod vlivem elektrického pole dopadajícího pulsu odchylovat ve směru dopadu pulsu. Za dalších 10 fs gamma faktor elektronů vzroste natolik, že elektronová hustota dělená tímto faktorem klesne pod kritickou hustotu - plazma je opticky průhledné.

Na obr. 3.19 je vidět stav hustot ve stejném čase, ve kterém se zkoumaly profily pulsů (3.7): 280 fs po kontaktu laseru s terčem. Je vidět, jak elektrony expandovaly na obě strany a že hustota elektronů dělená gamma faktorem klesla ještě víc.

Na obr. 3.20 je zobrazen vývoj hustot po kontaktu laseru s 80 nm terčem. Po 100 fs jsou jak elektronová hustota tak i hustota vydělená gamma faktorem vyšší než kritická hustota. Na rozdíl od předchozího případu, zůstávají tyto hustoty vyšší i po 120 fs. Po 140 fs klesne hustota dělená gamma faktorem pod kritickou hustotu a plazma se stane opticky průhledné pro dopadající laserový puls.

Na obr. 3.21 jsou zobrazeny hustoty v čase 280 fs po kontaktu laseru s terčem. Hustota elektronů dělená gamma faktorem se o tolik nezměnila za dalších 140 fs oproti předchozímu příkladu. Je navíc vidět, jak elektrony expandovaly dál od terče oproti předchozímu příkladu.

Na obr. 3.22 je vidět vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu laseru s terčem o tloušťce 175 nm. Na rozdíl od předchozích příkladů s tenčími terči je hned vidět, že i na třetím obrázku v čase 220 fs po kontaktu zůstává hustota elektronů dělená gamma faktorem vyšší než kritická hustota.

Na obr. 3.23 je zobrazen stav hustot v čase 280 fs po kontaktu a je stále vidět, že hustota elektronů dělená gamma faktorem je větší, než kritická hustota. Plazma tedy zůstává pro takový laser opticky neprůhledné. Jak je vidět z obr. 3.9 plazmatem prochází jenom malá část dopadajícího pulsu.

3.4.1.2 Simulace s pohyblivými ionty

V tomto odstavci jsou popsány iontové a elektronové hustoty plazmatu po kontaktu laseru s plazmatem v simulacích s 60-femtosekundovým laserem a pohyblivými ionty.

Na obr. 3.24 jsou zobrazeny hustoty elektronů a iontů po kontaktu laseru s terčem o tloušťce 50 nm. V čase 100 fs začínají jak ionty tak i elektrony expandovat pod vlivem dopadajícího pulsu. Hustota elektronů dělená gamma faktorem klesá pod kritickou hustotu v čase 120 fs po kontaktu, kdy se plazma stává opticky průhledné.

Na obr. 3.25 jsou vidět hustoty v čase 280 fs po kontaktu. Elektrony a ionty se s časem dále expandovaly na obě strany a hustota elektronů dělená gamma faktorem poklesla ještě víc. Na rozdíl od interakcí s terčem s nehybnými ionty je na tomto příkladu vidět posun plazmatu tlakem záření, na což ukazuje posun maxim jak iontové tak i elektronové hustoty ve směru působení pulsu do $\cong 10 \mu\text{m}$.

Na obr. 3.26 jsou zobrazeny hustoty po kontaktu laseru s terčem o tloušťce 70 nm. Stejně jako v předchozím případě je vidět expanze terče, hustota elektronů dělená gamma faktorem klesá pod kritickou hustotu až v čase 140 fs po kontaktu.

Na obr. 3.27 jsou vidět hustoty v čase 280 fs po kontaktu laseru s terčem. Na tomto příkladě je vidět, jak se urychluje tlakem záření celý terč: maximum hustot se posunulo o víc než 20 μm ve směru tlaku laserového pulsu. Z obr. 3.11 je vidět, že se větší část dopadajícího pulsu odráží a nejméně energie se spotřebuje na posun terče.

3.4.1.3 Porovnání simulací s pohyblivými a nehybnými ionty

V tomto odstavci jsou popsány stavy hustot terče po interakci laserového záření s plazmatem v simulacích s 60-femtosekundovým laserovým pulsem o intenzitě $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ a pohyblivými ionty. Výsledky se pak porovnávají s případy se stejným laserovým pulsem a stejnými tloušťkami terče, ale s nehybnými ionty.

Na obr. 3.28 je vidět vývoj hustot terče s časem po interakci laserového záření s terčem o tloušťce 50 nm. V čase 90 fs po kontaktu dochází k poklesu elektronové hustoty dělenou gamma faktorem pod kritickou hustotu plazmatu. Pro srovnání v případě s nehybnými ionty (obr. 3.18) dochází k poklesu této hustoty pod kritickou hodnotu v čase 110 fs po kontaktu. Díky pohyblivým iontům dochází k rychlejší expanzi elektronů, což pak dovoluje dopadajícímu laserovému pulsu prostupovat plazmatem dřív. Z obr. 3.29 je vidět, že s časem terč expandoval dál, ve srovnání s případem nehybných iontů (obr. 3.19) elektronová hustota dělená gamma faktorem je ≈ 5 -krát nižší.

Na obr. 3.30 je zobrazen vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu laserového záření s terčem o tloušťce 80 nm. V čase 110 fs po kontaktu dochází k poklesu elektronové hustoty dělenou gamma faktorem pod hodnotu kritické hustoty plazmatu. Pro srovnání v případě nehybných iontů (obr. 3.20) dochází k poklesu této hustoty pod kritickou hodnotu v čase 140 fs. Stejně jako v předchozím případě díky expanzi plazmatu s pohyblivými ionty dochází k optické průhlednosti dřív. Na obr. 3.31 je vidět stav hustot plazmatu v čase 280 fs po kontaktu pulsu s terčem. Oproti předchozímu případu dochází k urychlení částic (25% energie dopadajícího pulsu je absorbováno).

Ze srovnání těchto výsledků s případem nehybných iontů je vidět, že díky expanzi plazmatu dojde k optické průhlednosti dřív, než v případě s jedinou relativistickou transparentí.

3.4.2 15-femtosekundový laserový puls

V tomto odstavci jsou popsány elektronové a iontové hustoty plazmatu po kontaktu laseru s terčem v simulacích s 15-femtosekundovým laserovým pulsem. Ionty jsou pohyblivé. Tady je ovšem nutné upozornit, že se jedná o 10-krát větší intenzitu laserového pulsu, tedy i o větší gamma faktor.

Na obr. 3.32 jsou zobrazeny hustoty elektronů a iontů po kontaktu laseru s terčem o tloušťce 50 nm. Ve srovnání se simulacemi s 60-femtosekundovým laserem jsou tady mnohem kratší časy, kdy se hustota elektronů dělená gamma faktorem klesne pod kritickou hustotu. Již na

záznamu v čase 15 fs po kontaktu je vidět, jak terč začíná expandovat. Po interakci s kratším laserovým pulsem terč expandoval zhruba stejně jako v případě se 60-femtosekundovým pulsem a to do $\cong 6\mu\text{m}$ skoro za 4-krát kratší čas (viz obr. 3.24).

Na obr. 3.33 jsou zobrazeny hustoty plazmatu v čase 175 fs po kontaktu laseru s terčem. Je vidět, jak terč expandoval a posunul se o $\cong 10\mu\text{m}$ vzhledem k počáteční poloze. Hustota elektronů dělená gamma faktorem s časem poklesla ještě víc.

Na obr. 3.34 je vidět hustoty po kontaktu laseru s terčem o tloušťce 70 nm. Stejně jako v předchozím případě hustota elektronů dělená gamma faktorem klesla pod kritickou hustotu již za 25 fs po kontaktu. Plasma je opticky průhledné. Ovšem jak je vidět z obr. 3.35 terč s časem se posouval dál až o $\cong 30\mu\text{m}$ - energie dopadajícího pulsu se z velké části spotřebovala na urychlení iontů. Terč se urychloval stejně jako v případě se 60-femtosekundovým laserovým pulsem, ovšem za delší čas se posunul méně ($\cong 23\mu\text{m}$), než v případě s 15-femtosekundovým laserem.

3.4.3 150-femtosekundový laserový puls

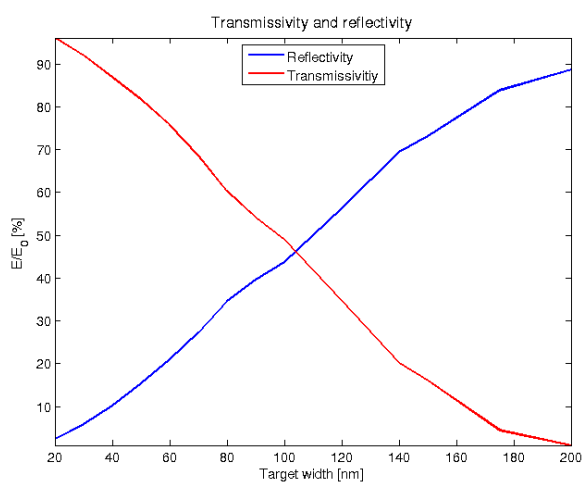
V následujícím odstavci jsou popsány elektronové a iontové hustoty plazmatu po kontaktu 150-femtosekundového laserového pulsu s terčem. Ionty jsou pohyblivé.

Na obr. 3.36 jsou zobrazeny hustoty po kontaktu laseru s terčem o tloušťce 50 nm. Hustota elektronů dělená gamma faktorem klesá pod kritickou hustotu až po 200 fs po kontaktu. Pro srovnání 60-femtosekundový laserový puls potřeboval 120 fs (obr. 3.24). Na obr. 3.37 se hustoty plazmatu zkoumají ve stejném čase, ve kterém se zkoumaly profily pulsů (580 fs po kontaktu), je vidět, že hustota elektronů za tak dlouhý čas poklesla pod kritickou hustotu a terč expandoval na šířku $\cong 120\mu\text{m}$.

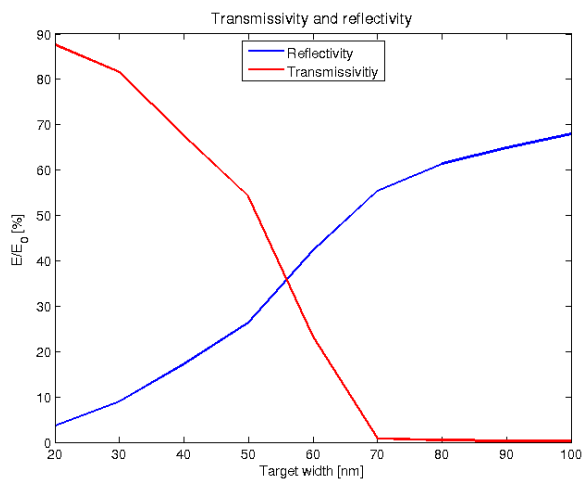
Na obr. 3.38 jsou zobrazeny hustoty plazmatu po kontaktu laseru s terčem o tloušťce 100 nm. Je potřeba 280 fs, aby hustota elektronů dělená gamma faktorem klesla pod kritickou hustotu, za ten čas terč stihne expandovat na šířku $\cong 15\mu\text{m}$ a posune se o $\cong 8\mu\text{m}$ vzhledem k počáteční poloze. V čase 580 fs po kontaktu (obr. 3.39) terč expanduje ještě víc, a bude vidět, že se energie laserového pulsu spotřebuje na urychlení iontů, což je vidět z posunu maxima hustoty iontů. Z obr. 3.17 je vidět, že takovým terčem projde větší část dopadajícího pulsu a získá ostrý nárůst elektrického pole. Pro srovnání 60-femtosekundový laserový puls má hraniční tloušťku terče $\cong 70\text{nm}$, kdy se terč urychlí a v prošlém pulsu je jenom malá část energie (obr. 3.11).

I když laserový puls o větší časové délce potřebuje víc času na to, aby se plazma pro něj stala opticky průhledné, takový puls má širší interval tlouštěk terče, po interakci se kterými prošlý puls neztratí celou svou energii na urychlení iontů a navíc získá ostřejší nárůst pole.

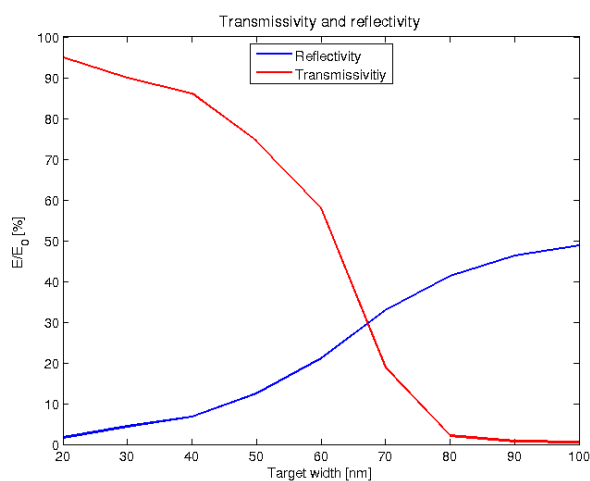
Obrázky



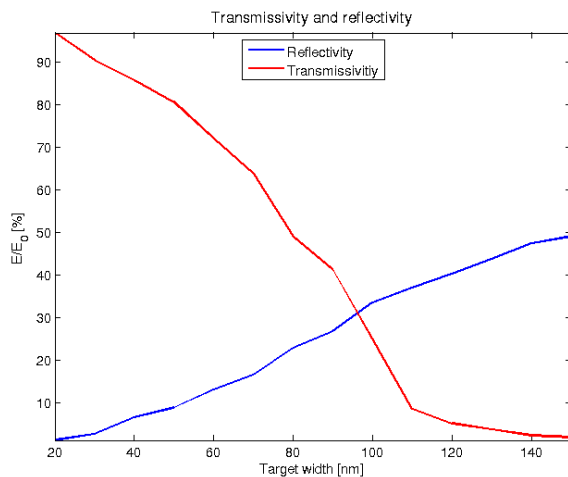
Obrázek 3.1: Reflektivita a transmissivita v závislosti na tloušťce terče v simulacích s 60-femtosekundovým laserovým pulsem a nehybnými ionty. E je energie prošlého/odráženého pulsu, E_0 je energie dopadajícího pulsu. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.



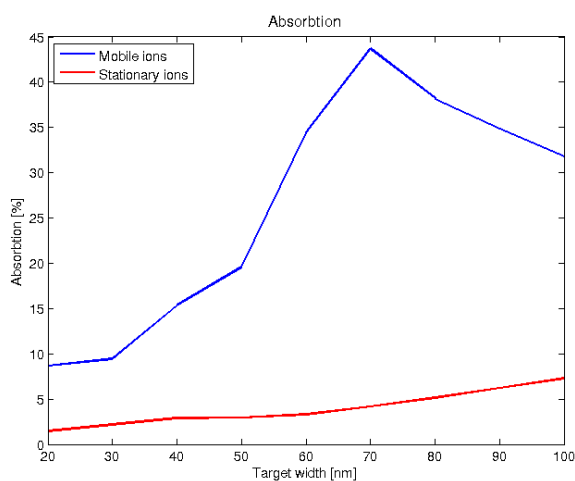
Obrázek 3.2: Reflektivita a transmisivita v závislosti na tloušťce terče v simulacích s 60-femtosekundovým laserovým pulsem a pohyblivými ionty. E je energie prošlého/odráženého pulsu, E_0 je energie dopadajícího pulsu. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.



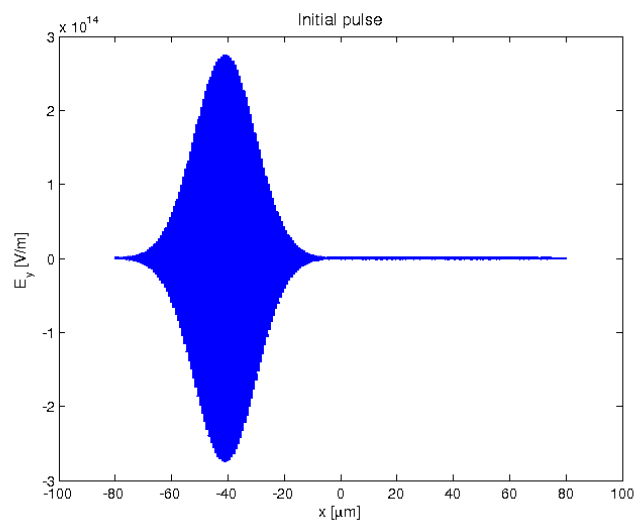
Obrázek 3.3: Reflektivita a transmisivita v závislosti na tloušťce terče v simulacích s 15-femtosekundovým laserovým pulsem. E je energie prošlého/odráženého pulsu, E_0 je energie dopadajícího pulsu. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.



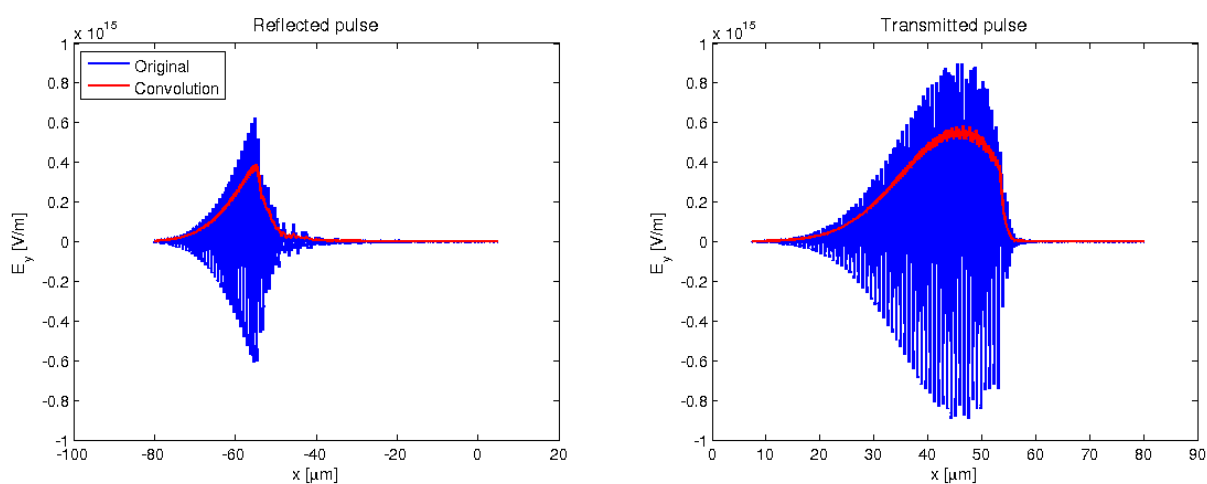
Obrázek 3.4: Reflektivita a transmisivita v závislosti na tloušťce terče v simulacích se 150-femtosekundovým laserovým pulsem. E je energie prošlého/odráženého pulsu, E_0 je energie dopadajícího pulsu. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.

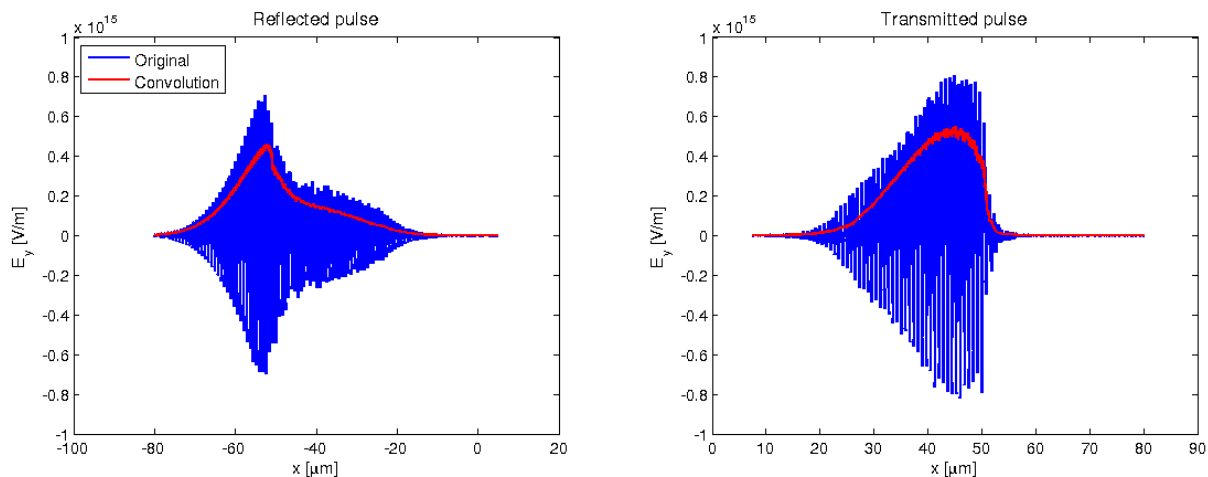


Obrázek 3.5: Změna absorpce energie laserového pulsu terčem s rostoucí se tloušťkou pro 60-femtosekundový laserový puls.

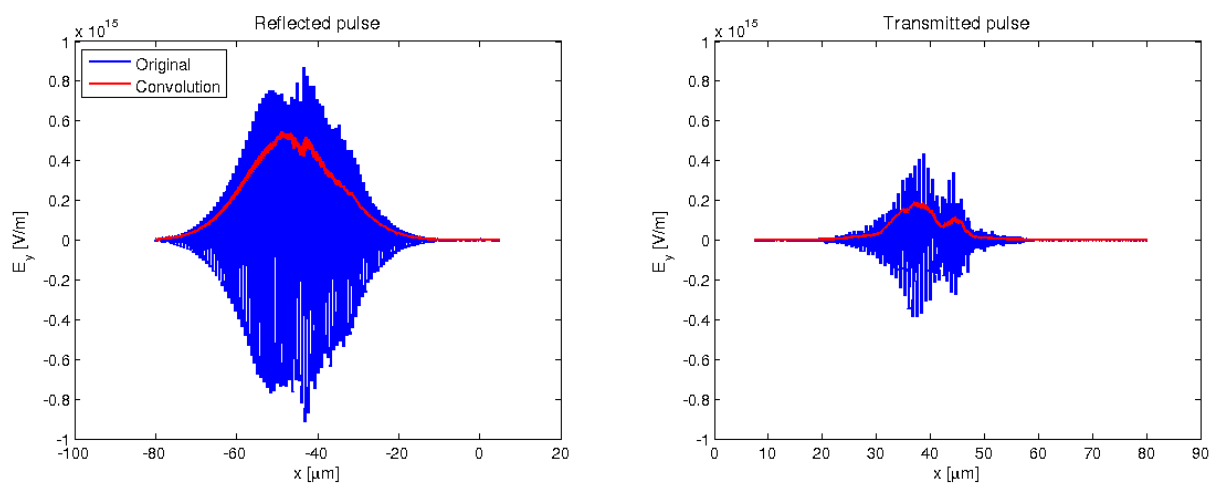


Obrázek 3.6: Profil dopadajícího 60-femtosekundového laserového pulsu.

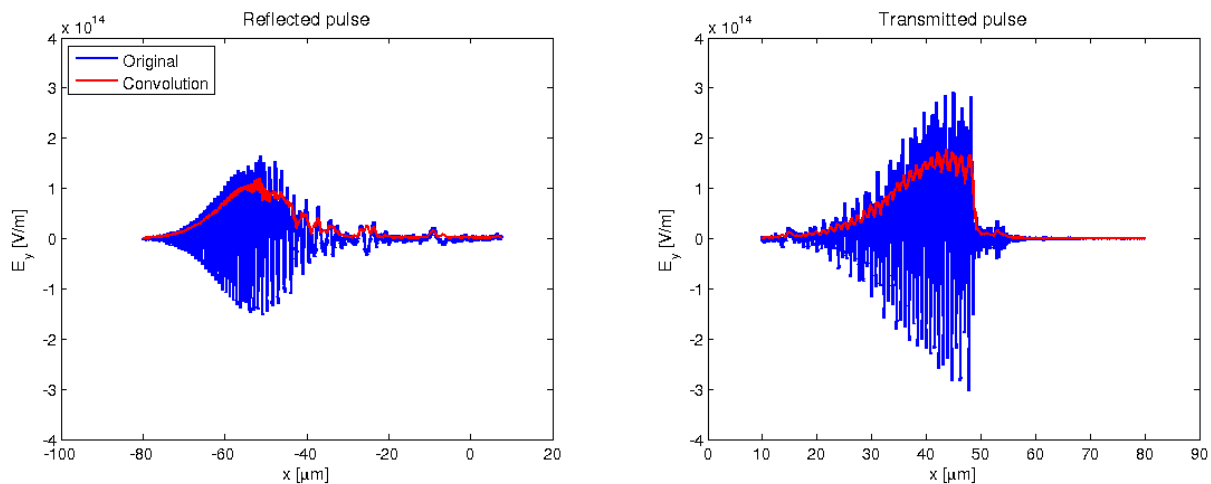
Obrázek 3.7: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 60-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 50 nm s nepohyblivými ionty. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.



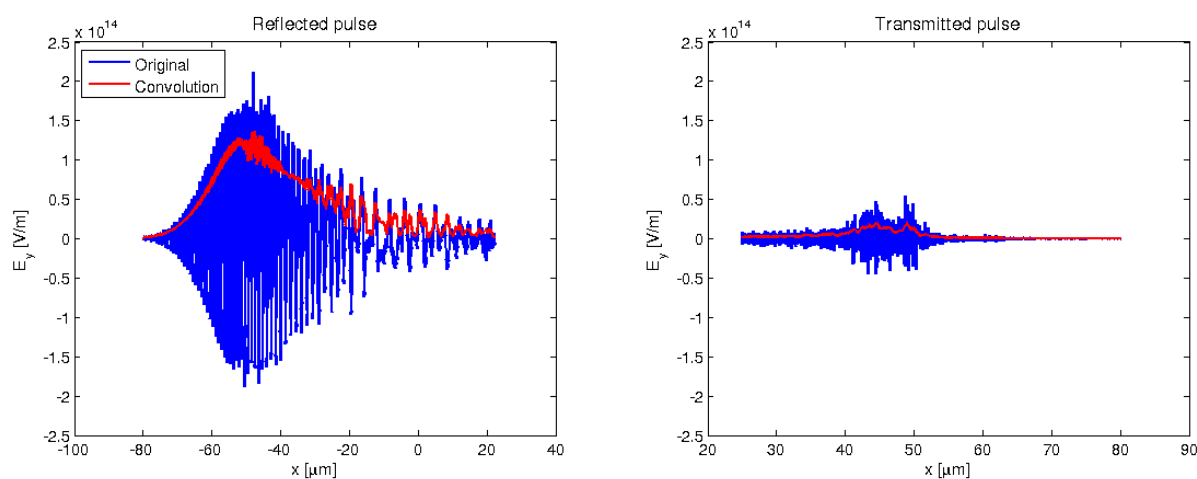
Obrázek 3.8: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 60-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 80 nm s nepohyblivými ionty. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.



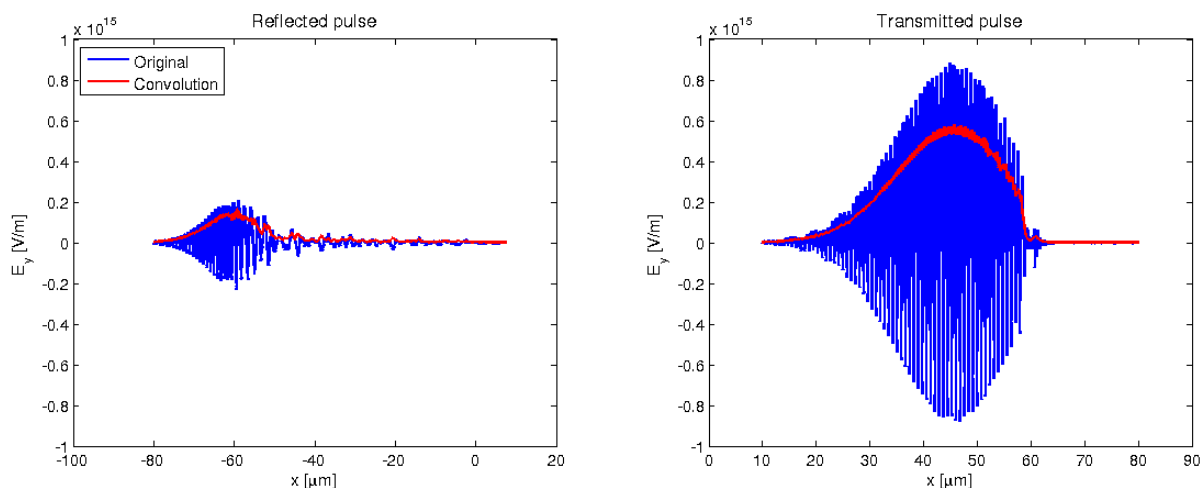
Obrázek 3.9: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 60-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 175 nm s nepohyblivými ionty. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.



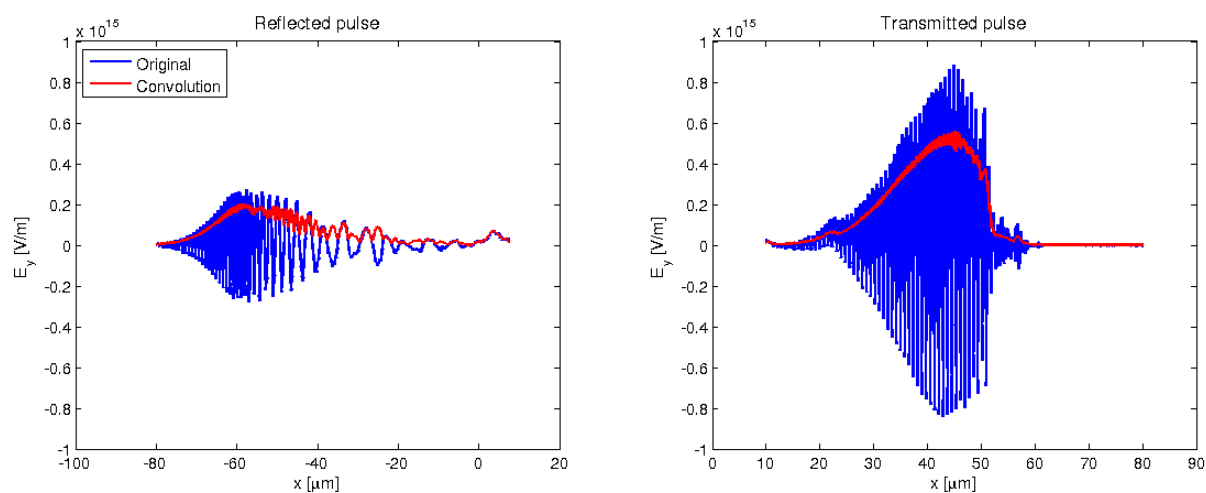
Obrázek 3.10: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 60-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 50 nm s pohyblivými ionty. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.



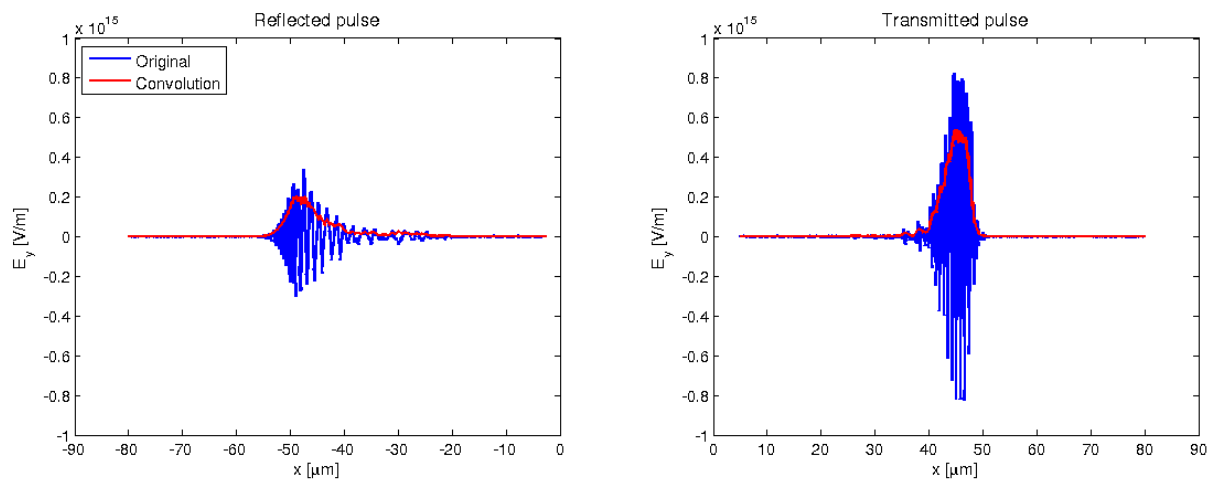
Obrázek 3.11: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 60-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 70 nm s pohyblivými ionty. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.



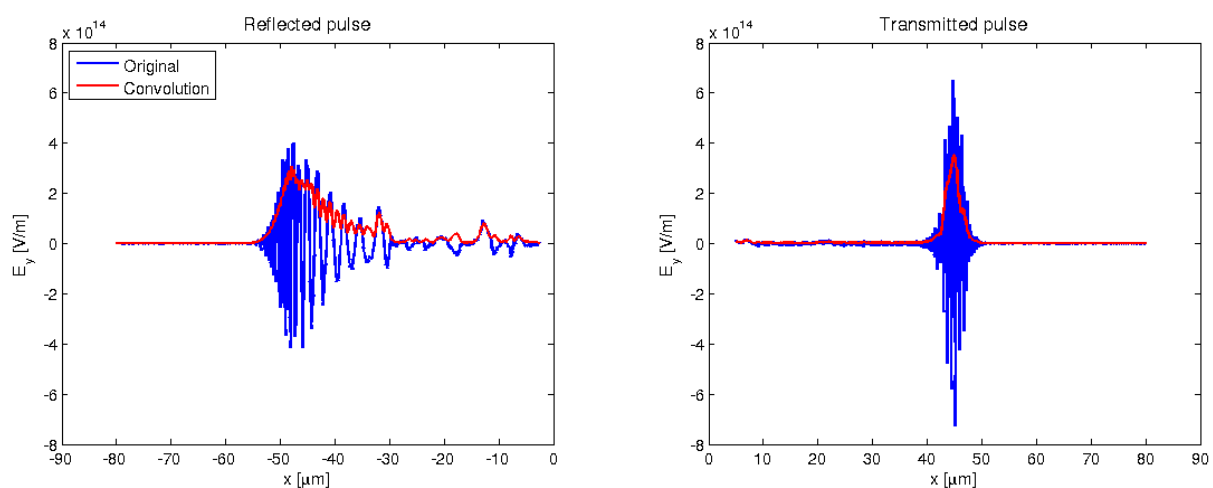
Obrázek 3.12: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 60-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 50 nm s pohyblivými ionty. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.



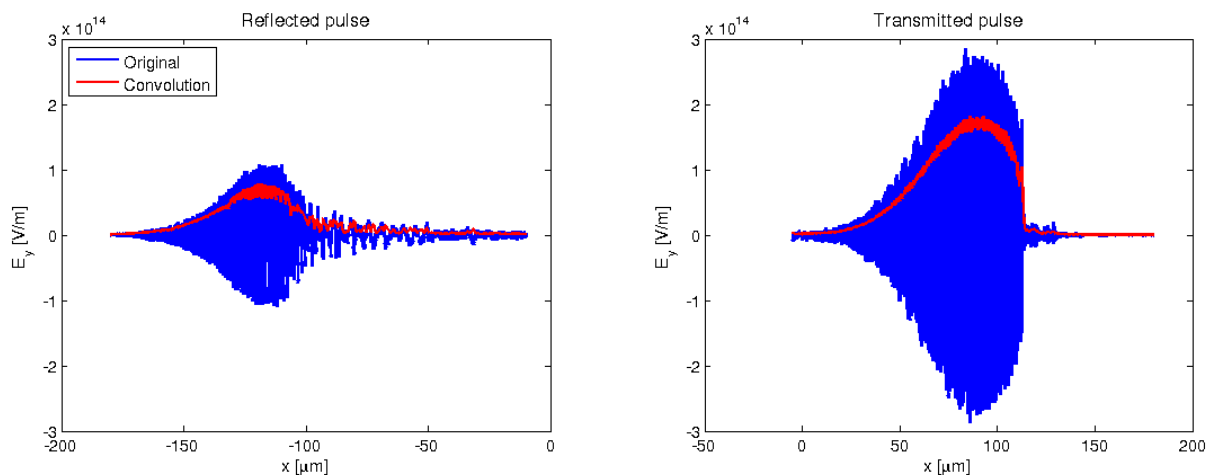
Obrázek 3.13: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 60-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 80 nm s pohyblivými ionty. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.



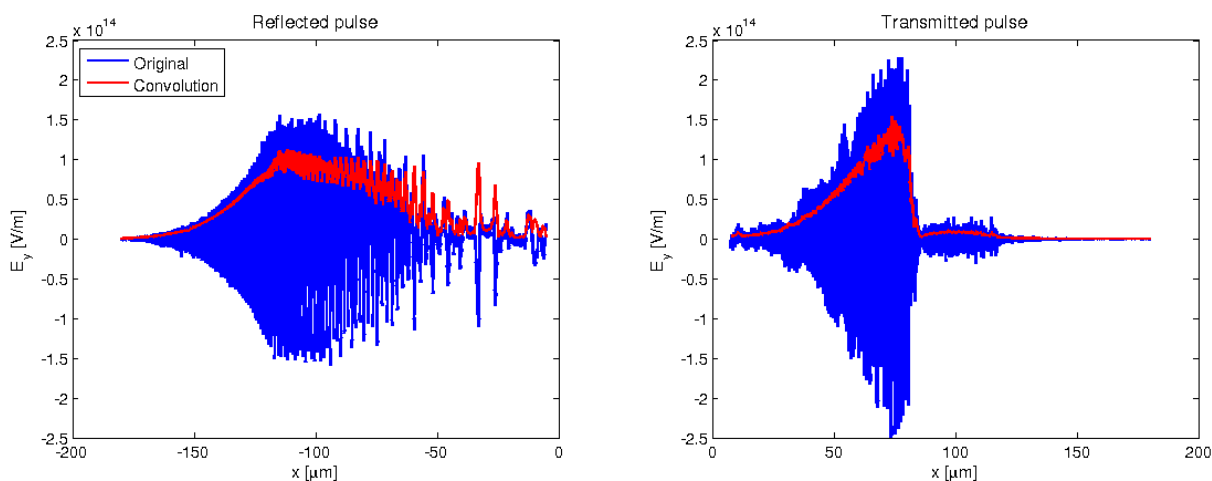
Obrázek 3.14: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 15-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 50 nm. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



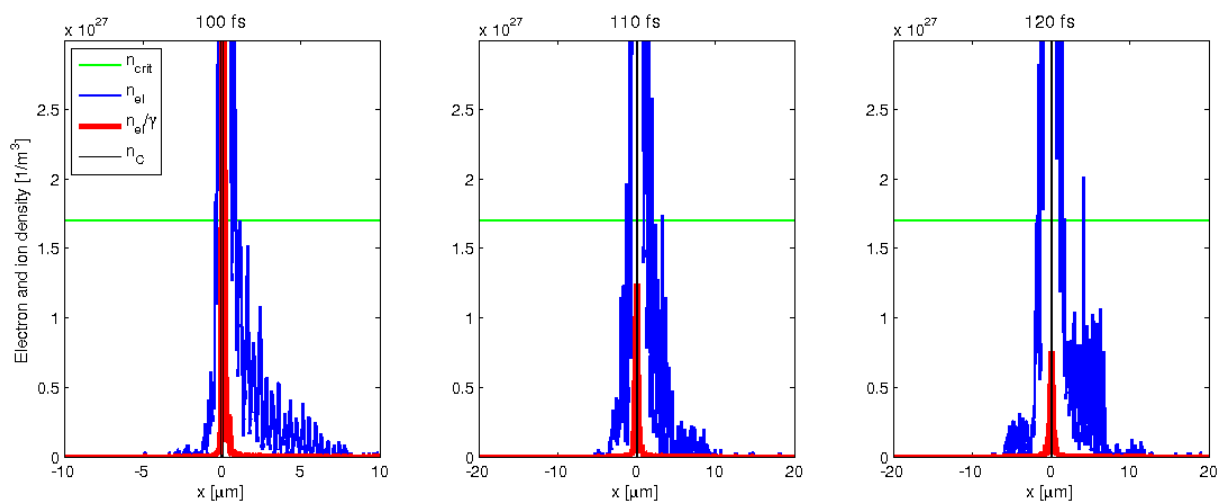
Obrázek 3.15: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 15-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 70 nm. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



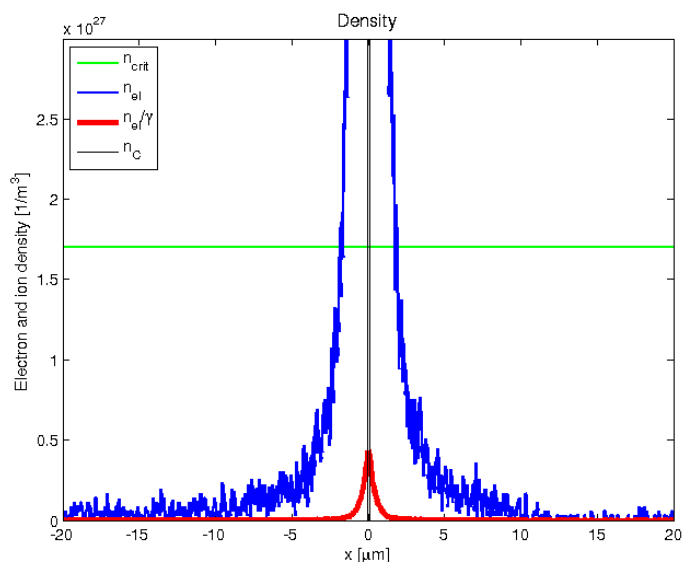
Obrázek 3.16: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 150-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 50 nm. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



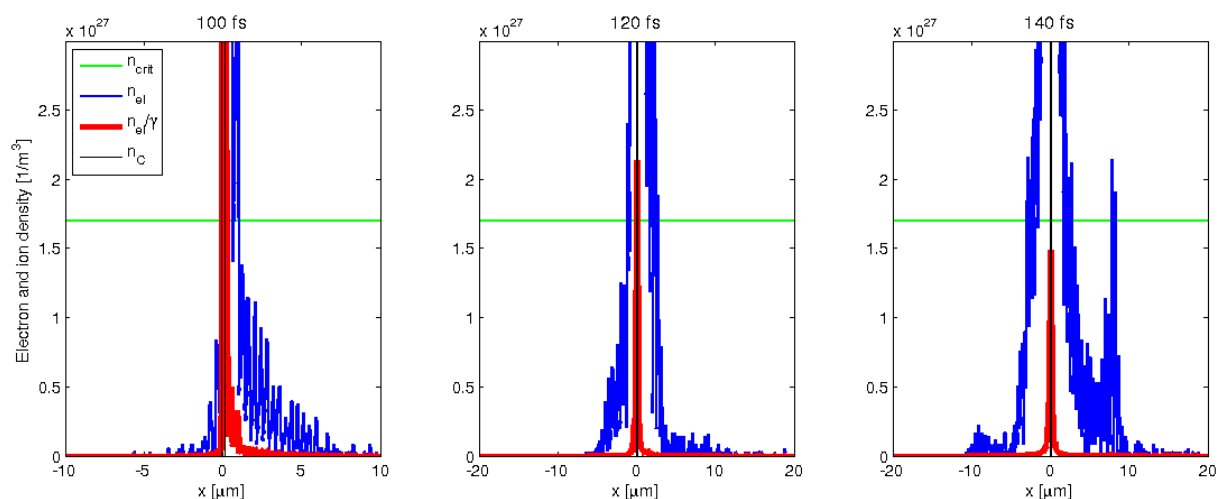
Obrázek 3.17: Odražený (vlevo) a prošlý (vpravo) 150-femtosekundový laserový puls po interakci s terčem o tloušťce 100 nm. Červeně je vyznačen průběh amplitudy elektrického pole po provedení konvoluce. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



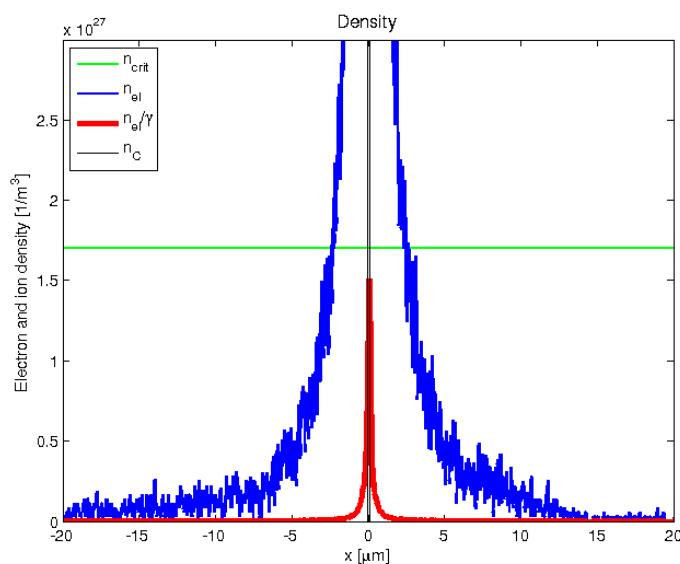
Obrázek 3.18: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou nehybné.



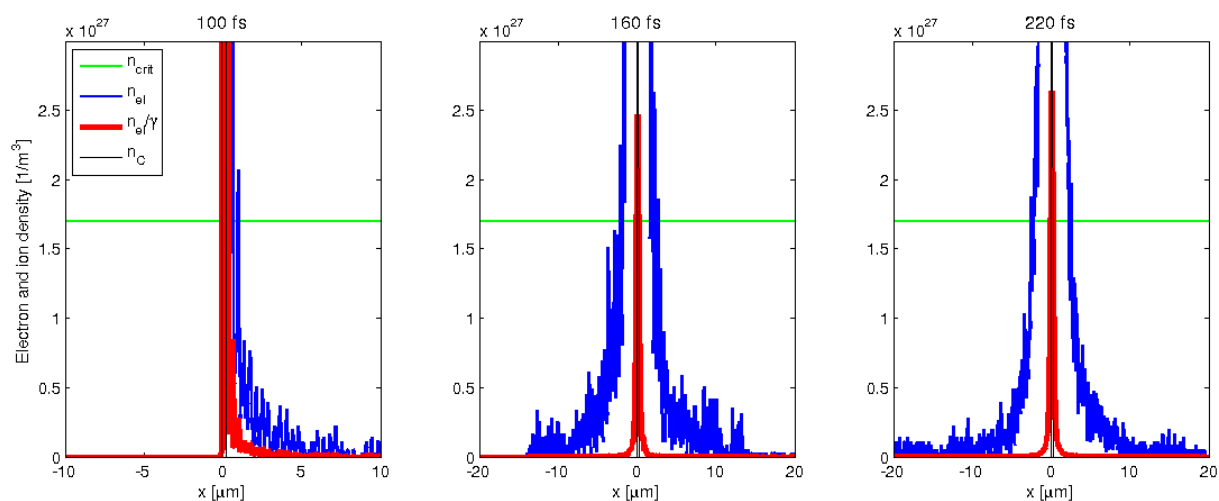
Obrázek 3.19: Stav hustot elektronů a iontů v čase 280 fs po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou nehybné.



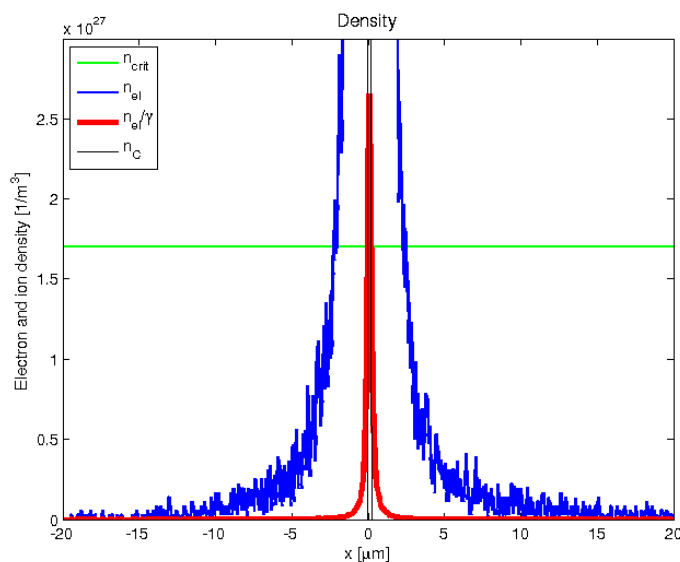
Obrázek 3.20: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 80 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou nehybné.



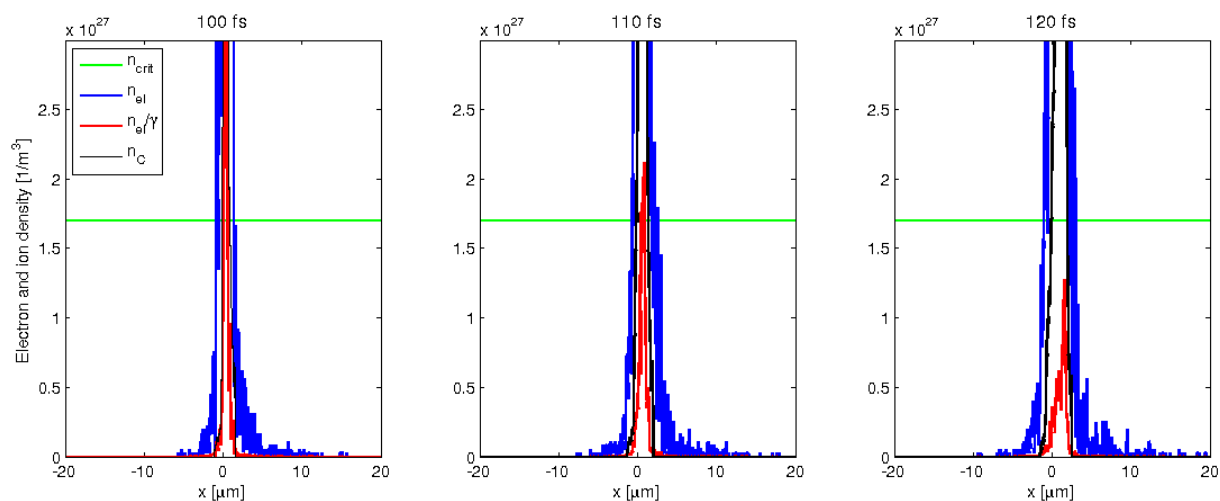
Obrázek 3.21: Stav hustot elektronů a iontů v čase 280 fs po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 80 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou nehybné.



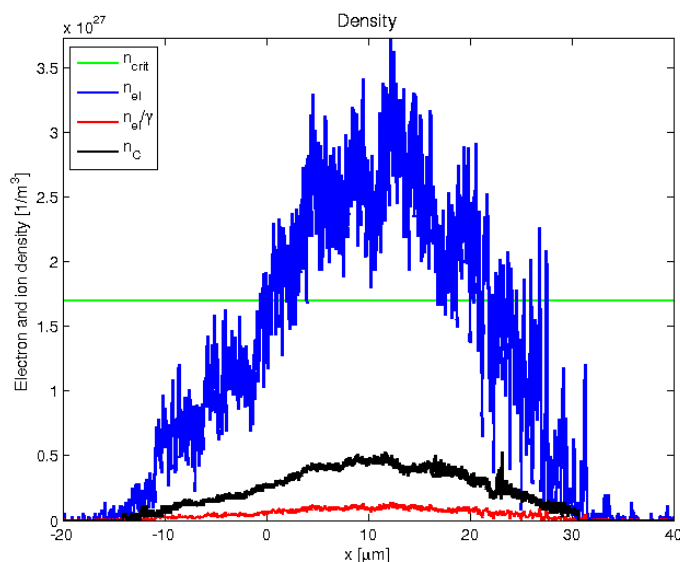
Obrázek 3.22: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 175 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou nehybné.



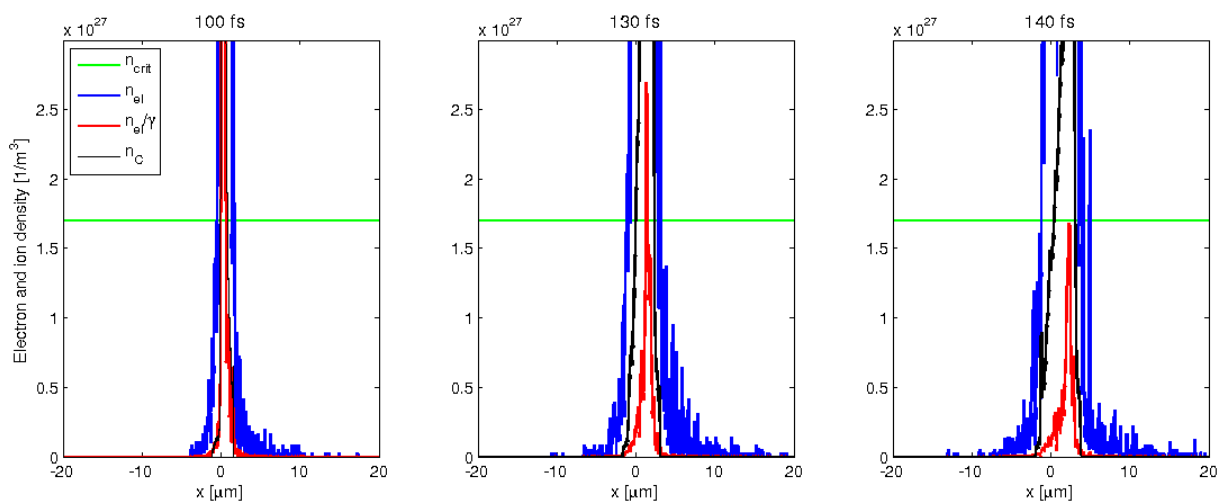
Obrázek 3.23: Stav hustot elektronů a iontů v čase 280 fs po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 175 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou nehybné.



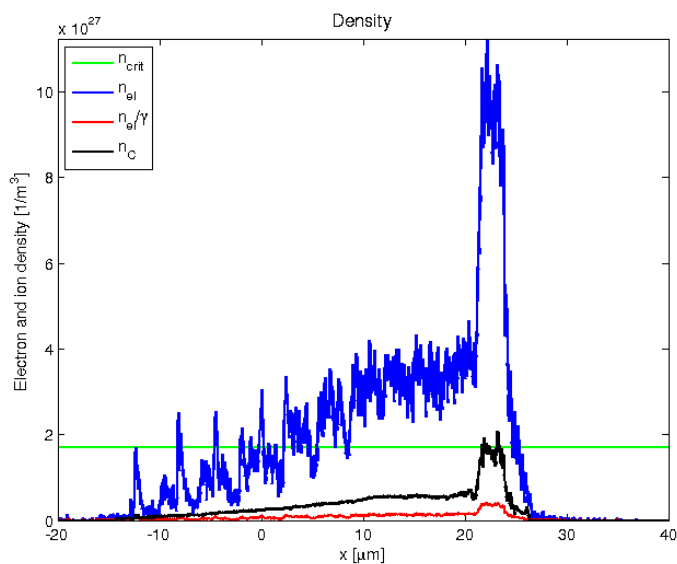
Obrázek 3.24: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



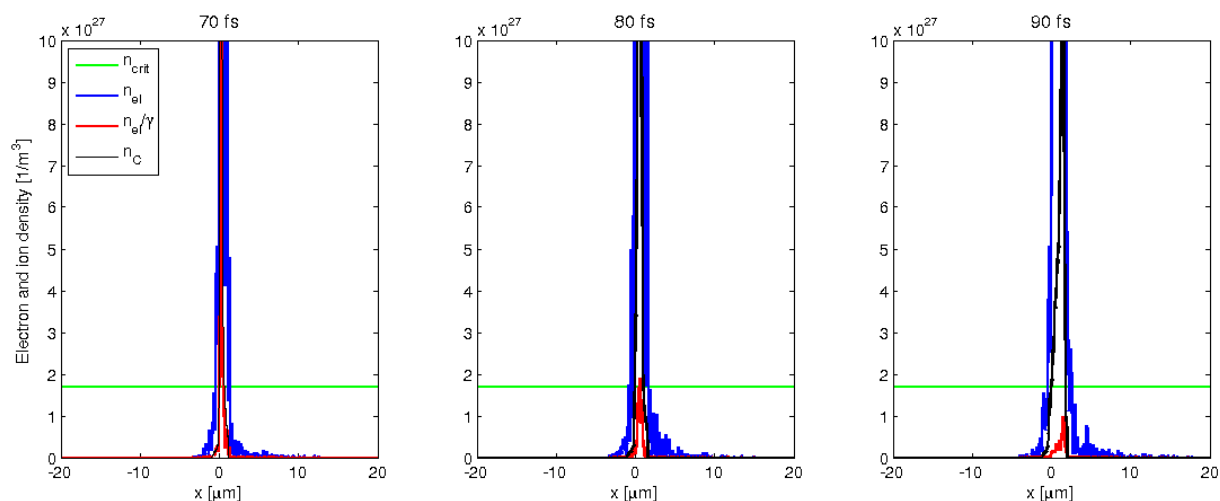
Obrázek 3.25: Stav hustot elektronů a iontů v čase 280 fs po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



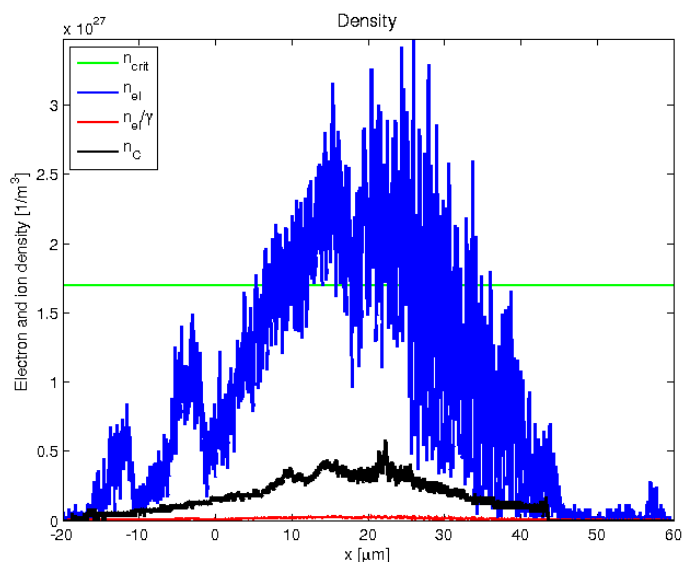
Obrázek 3.26: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 70 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



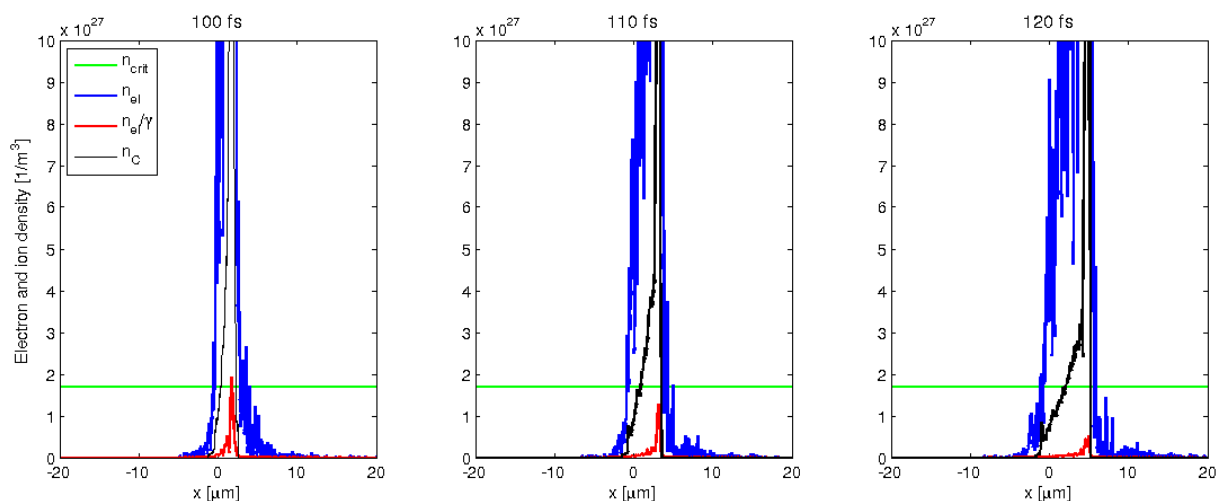
Obrázek 3.27: Stav hustot elektronů a iontů v čase 280 fs po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 70 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



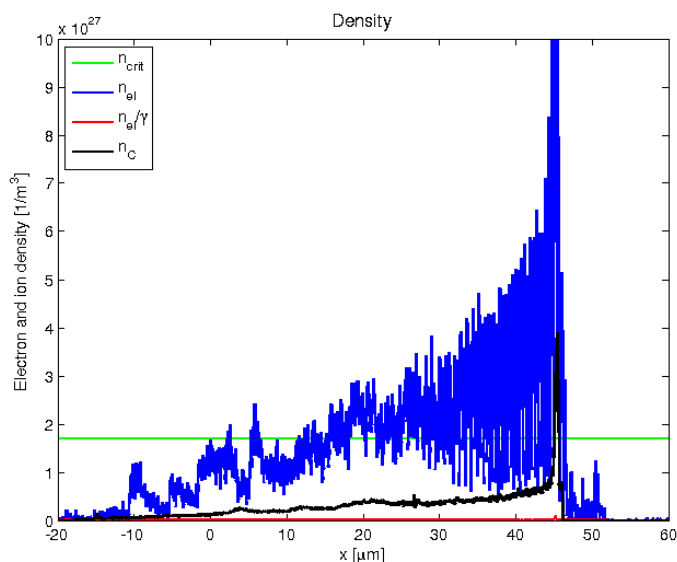
Obrázek 3.28: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



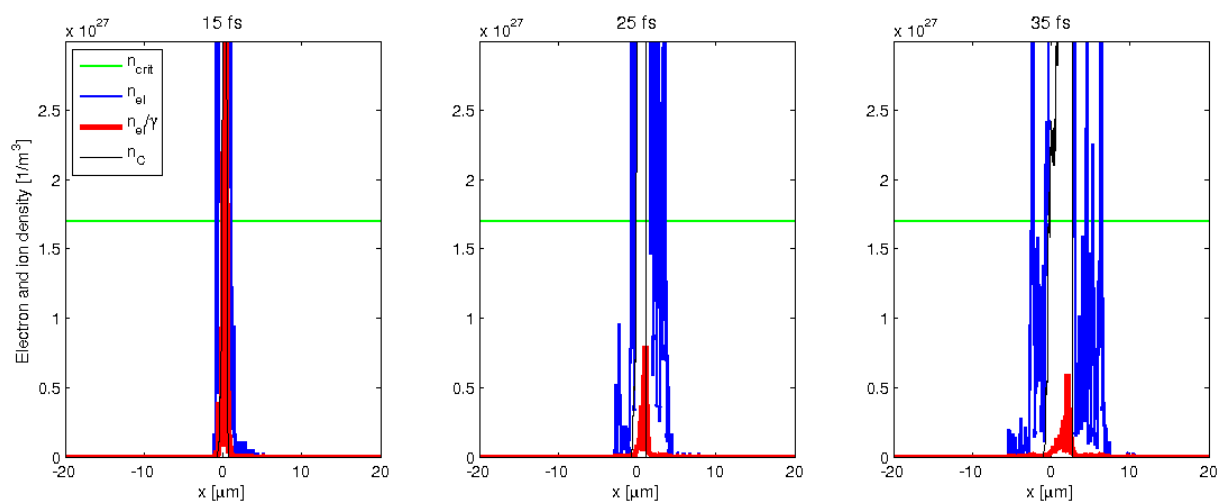
Obrázek 3.29: Stav hustot elektronů a iontů v čase 280 fs po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



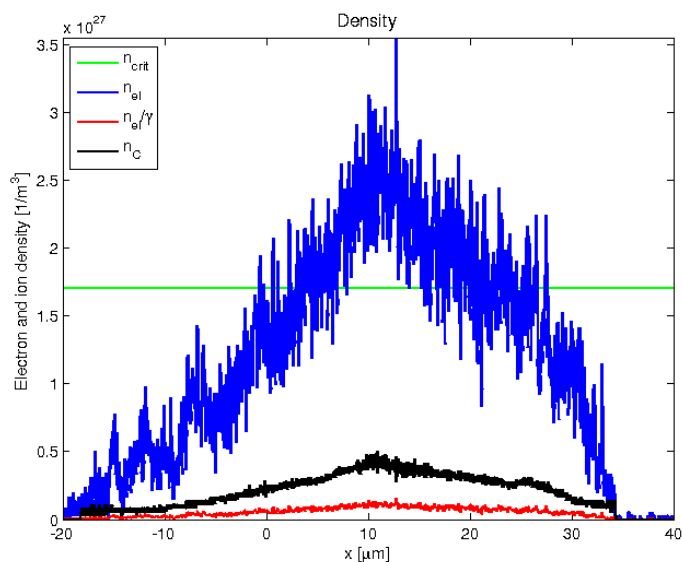
Obrázek 3.30: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 80 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



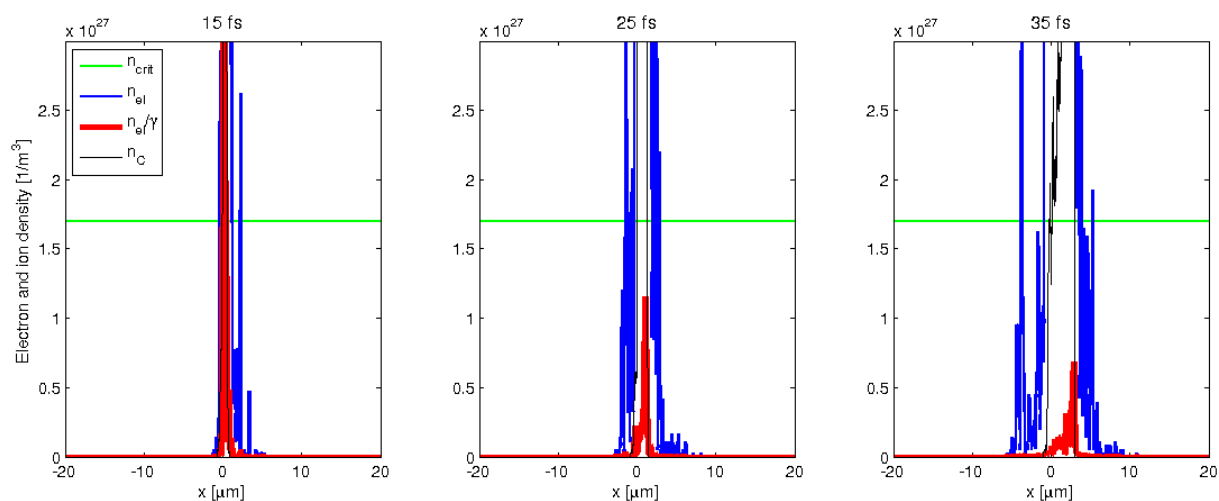
Obrázek 3.31: Stav hustot elektronů a iontů v čase 280 fs po kontaktu 60 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 80 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



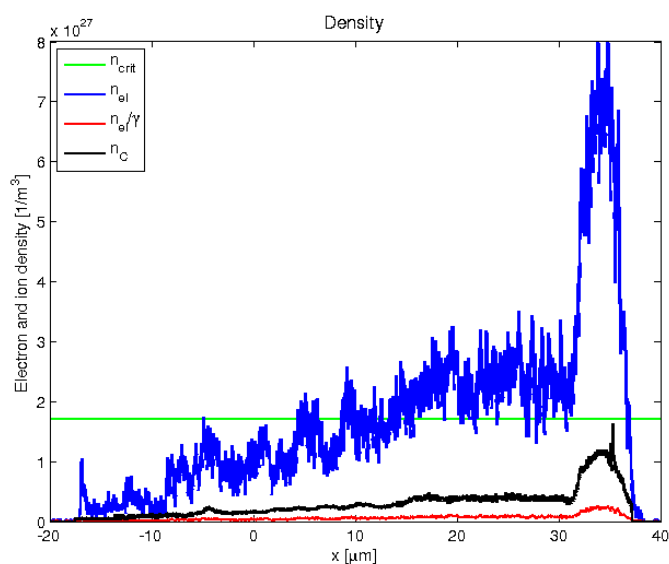
Obrázek 3.32: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 15 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



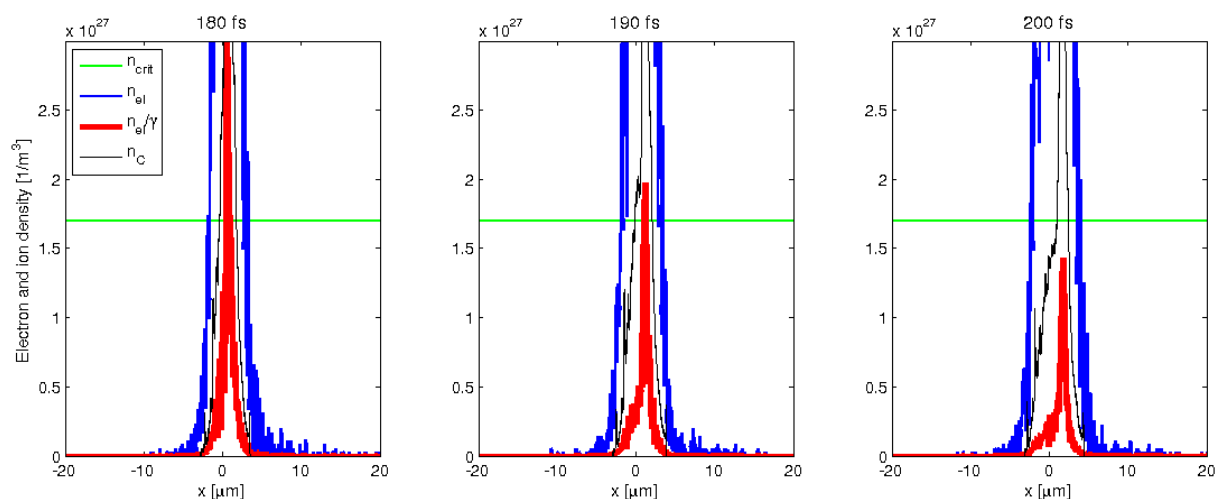
Obrázek 3.33: Stav hustot elektronů a iontů v čase 175 fs po kontaktu 15 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



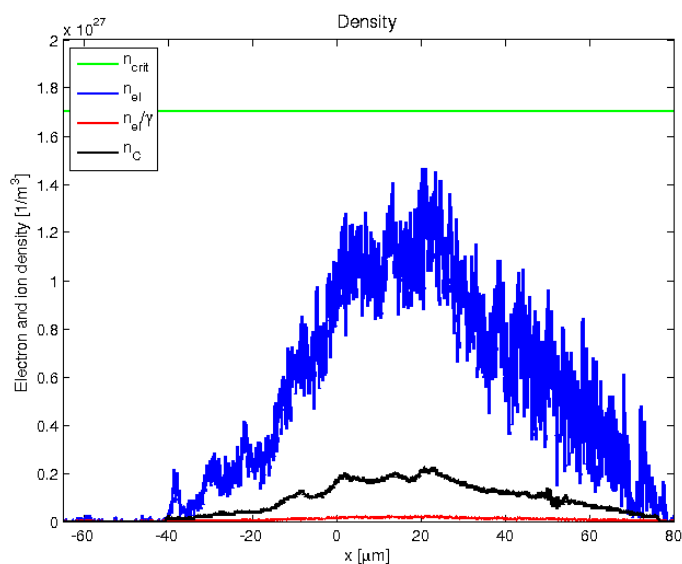
Obrázek 3.34: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 15 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 70 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



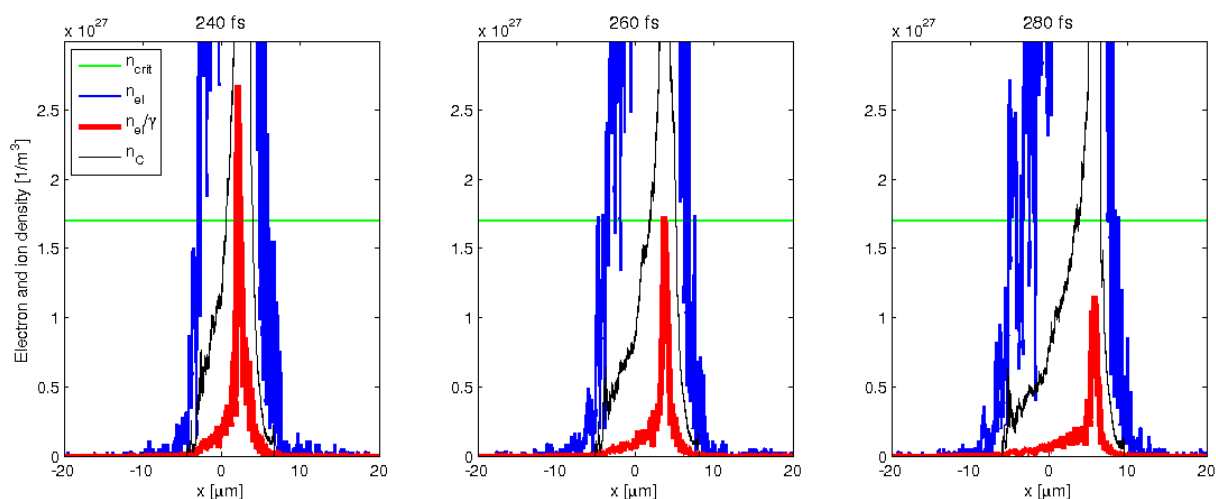
Obrázek 3.35: Stav hustot elektronů a iontů v čase 175 fs po kontaktu 15 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 70 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



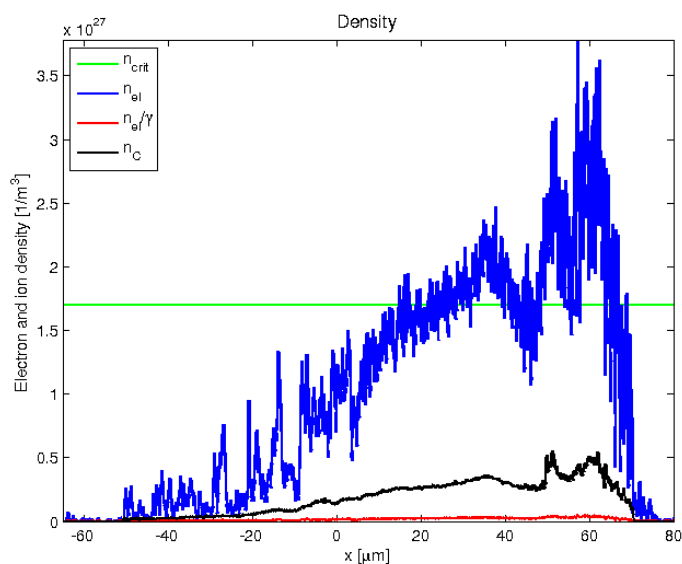
Obrázek 3.36: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 150 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



Obrázek 3.37: Stav hustot elektronů a iontů v čase 580 fs po kontaktu 150 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 50 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



Obrázek 3.38: Vývoj hustot elektronů a iontů po kontaktu 150 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 100 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Nad obrázky je ukázán čas po kontaktu, ve kterém se hustoty zkoumají. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.



Obrázek 3.39: Stav hustot elektronů a iontů v čase 580 fs po kontaktu 150 fs laserového pulsu s terčem o tloušťce 100 nm. Zeleně je označena kritická hustota elektronů, modře - hustota elektronů, červeně - hustota elektronů po vydělení gamma faktorem, černě - hustota iontů. Intenzita záření je $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ionty terče jsou pohyblivé.

Závěr

Táto práca sa zaoberala skúmaním relativistickej transparentnosti pevných terčov pri interakciách laserového žiarenia s plazmatom pomocou 1D simulácií. Simulácie boli vykonané celkom pre tri laserové pulsy o rôznej dĺžke. Po interakcii sa vždy skúmali profily laserových pulsov. Ako bolo zistené, vhodným zvolením tloušťky terče pre daný laserový puls sa dá vyprodukovať puls s ostrejšou rústom amplitúdy elektrického poľa: 2 až 3-krát rýchlejší nárast oproti pôvodnému dopadajúcemu pulsu gaussovského tvaru. Ako ukazujú výsledky simulácií sa 150-femtosekundovým laserovým pulsom a terčom o tloušťke 50 a 100 nm snažia generovať puls s rýchlejšou rústom amplitúdy elektrického poľa môže viesť k väčším stratám energie pôvodného pulsu: po interakcii s terčom o tloušťke 100 nm puls má 3-krát rýchlejší nárast amplitúdy elektrického poľa (oproti 2,6-krát po interakcii s terčom o tloušťke 50 nm), avšak prešlý puls má 25% energie pôvodného dopadajúceho pulsu (oproti 80% po interakcii s terčom o tloušťke 50 nm).

Ze srovnání simulací s 60-femtosekundovým laserovým pulsem s pohyblivými a nehybnými ionty bylo objeveno, že díky expanzi plazmatu s pohyblivými ionty dochází k optické průhlednosti dřív. Po interakci s terčem o menší tloušťce měl prošlý puls větší energii a docházelo k menšímu odrazu v případě pohyblivých iontů. Pro větší tloušťky v simulacích s pohyblivými ionty ovšem docházelo k urychlení částic, od terče se odráželo méně energie dopadajícího pulsu, ale zároveň se víc energie absorbovalo částicemi plazmatu. Simulace s nehybnými ionty ukázaly, že samotná relativistická transparentnost dovoluje dopadajícímu laserovému pulsu prostupovat nadkritickým plazmatem.

Vývoj elektronových hustot s časem při interakci laserového žiarenia s plazmatom ukazuje, že keď sa elektronová hustota dělená gamma faktorem sníží pod kritickú hustotu v průběhu interakce, začne laserový puls procházet. Tento výsledek potvrzuje, že relativistická transparentnost dovoluje dopadajícímu laserovému pulsu procházet i nadkritickým plazmatem. Další výsledky zkoumání stavu iontových a elektronových hustot plazmatu ukazují, že pro větší tloušťky terče může docházet k urychlení částic. V těchto případech dochází ke spotřebě energie dopadajícího laserového pulsu na urychlení částic a plazmatem prochází jenom malá část původního pulsu.

Literatura

- [1] Limpouch, J. (2017). Úvod do fyziky plazmatu. www-troja.fjfi.cvut.cz/~limpouch/plazma/01_uvod.pdf
- [2] Chen, Francis F. Úvod do fyziky plazmatu. Vyd. 1. Praha: Academia, 1984. 328 s.
- [3] Gibbon, P.. Short pulse laser interactions with matter. London: Imperial College Press, 2005, 312 s.
- [4] Agostini, P., Fabre, F., Mainfray, G., Petite, G., and Rahman, N. K.. Free-free transitions following 6-photon ionization of xenon atoms. 1979. Phys. Rev. Lett., **42**, 1127-1130.
- [5] Gontier, Y., Poirier, M., and Trahin, M.. Multiphoton absorption above the ionization threshold. 1980. J. Phys. B-At. Mol. Opt., **13**, 1381-1387.
- [6] Agostini, P., Barjot, G., Bonnal, J. F., Mainfray, G., and Manus, C.. Multiphoton ionization of hydrogen and rare gases. 1968. IEEE J. Quant. Elec., **QE-4**, 667-669.
- [7] Macchi, A.. A Superintense Laser-Plasma Interaction Theory Primer, Springer, 2013
- [8] Kaw, P., and Dawson, J.. Relativistic nonlinear propagation of laser beams in cold overdense plasmas. 1970. Phys. Fluids, **13**, 472-481.
- [9] Gould, H., Tobochnik, J., and Christian, W.. An introduction to computer simulation methods: applications to physical systems. Addison-Wesley series in physics, Addison-Wesley, 3. ed., 2007
- [10] Pang, T.. An introduction to computational physics. Cambridge University Press, 2. ed., 2006.
- [11] Verboncoeur, J., P.. Particle simulation of plasmas: review and advances. 2005. Plasma Phys. Control. Fusion **47** A231–A260
- [12] Fonseca, R. A., Silva, L. O., Tsung, F. S., Decyk, V. K., Lu, W., Ren, C., Mori, W. B., Deng, S., Lee, S., Katsouleas, T., Adam, J. C. OSIRIS A three-dimensional, fully relativistic particle-in-cell code for modeling plasma based accelerators. 2002. *Lecture Notes in Computer Science*, **2331**, 342-351.
- [13] Birdsall C. K., Langdon A. B., Plasma Physics via Computer Simulation. Series in Plasma Physics, CRC Press, 2004.

- [14] Boris, J.P., The acceleration calculation from a scalar potential, Plasma Physics Laboratory, Princeton University, MATT-152, March 1970
- [15] Boris, J.P., Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code, Proceeding of Fourth Conference on Numerical Simulations of Plasmas, November 1970
- [16] Qin, H., Zhang, S., Xiao, J., Liu, J., Sun, Y., and Tang, W. M.. Why is Boris algorithm so good?, 2013. Physics of Plasmas, vol. **20**, no. 8, p. 084503.
- [17] Arber, T. D., Bennett, K., Brady, C. S., Lawrence-Douglas, A., Ramsay, M. G., Sircombe, N. J., Gillies, P., Evans, R. G., Schmitz, H., Bell, A. R. and Ridgers, C. P.. Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling. 2015. Plasma Physics and Controlled Fusion, 57(11). 113001. <http://wrap.warwick.ac.uk/72486>
- [18] Xiaofei L., Haikun Y., Dong L., Dezhi, C.. A high precision particle-moving algorithm for Particle-In-Cell simulation of plasma. Proceedings of the 5th International Particle Accelerator Conference, p. 427-429, 2014. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/IPAC2014/papers/mopme023.pdf>
- [19] Courant, R., Friedrichs, K., and Lewy, H.. On the partial difference equations of mathematical physics. 1967[1928]. IBM Journal of Research and Development, **11**, 215-234.
- [20] ELI Beamlines Dolní Břežany <https://www.eli-beams.eu/o-centru/lasery/>
- [21] Ho, T.T., Gupta, M., Chowdhury, F.R. et al. Fabrication and characterization of freestanding ultrathin diamond-like carbon targets for high-intensity laser applications. 2013. Appl. Phys. B **113**: 429. <https://doi.org/10.1007/s00340-013-5480-8>