

**ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ  
V PRAZE**

**Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**

Katedra fyziky



**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

**Vybuzení gigantické dipólové rezonance  
femtosekundovými pulzy gama záření**

Autor: Lucie Celbová

Školitel: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

Akademický rok: 2016/2017



**CZECH TECHNICAL UNIVERSITY  
IN PRAGUE**

**Faculty of Nuclear Sciences and Physical  
Engineering**

Department of Physics



**BACHELOR THESIS**

**Giant dipole resonance excitation by femtosecond  
gamma ray pulses**

Author: Lucie Celbová

Supervisor: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

Academic year: 2016/2017



**Prohlášení:**

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW 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

Lucie Celbová



## **Poděkování**

Ráda bych vyjádřila svou vděčnost Ing. Miroslavu Krúsovi, PhD. za jeho bezvadné vedení, za neskutečnou trpělivost a ochotu, se kterou se mi věnoval. Dále děkuji Ing. Michaelae Kozlové, PhD. a Mgr. Tomáši Medříkovi za jejich cenné rady. Děkuji také své rodině za umožnění studia a podporu.





*Název práce:*

**Vybuzení gigantické dipólové rezonance femtosekundovými pulzy gama záření**

*Autor:* Lucie Celbová

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* Ing. Miroslav Krůs, Ph.D., Oddělení laserového plazmatu, Ústav fyziky plazmatu, AV ČR v.v.i., Praha

---

*Abstrakt:* Interakcí intenzivního laserového impulzu s plazmatem, vznikají velmi silná elektrická pole, která přesahují hodnotu 100GeV/m. Tohoto extrémního gradientu se využívá k urychlování elektronů, které tak mohou získat vysoké energie na velmi krátkých vzdálenostech. Interakce laseru s plazmatem tak otevírá možnost vytvoření stolních urychlovačů a kompaktních zdrojů rentgenového a gama záření. V této práci jsou stručně popsány základní principy urychlování elektronů plazmovou vlnou a metody generace rentgenového a gama záření. Nabyté znalosti jsou aplikovány při návrhu experimentu na vybuzení gigantické dipólové rezonance, který bude realizován na 25TW laserovém systému ve Výzkumném centru PALS.

*Klíčová slova:* urychlování elektronů plazmovou vlnou, zdroje záření, gigantická dipólová rezonance, inverzní Comptonův rozptyl.

*Title:*

**Giant dipole resonance excitation by femtosecond gamma ray pulses**

*Author:* Lucie Celbová

*Abstract:* The laser-plasma interaction gives origin to very intense electric fields extending the value of 100GeV/m. This extreme gradient is used for acceleration of electrons, which thus gain high energies on very small distances, meaning that the interaction of laser and plasma can lead to the creation of table-top accelerators and compact sources of gama and x-rays. The basic principles of plasma wakefield acceleration (LWFA) and methods of generation of x-rays are introduced in the thesis. The acquired knowledge is then utilized in the design of experimental setup for excitation of giant dipole resonance, which is to be realized in PALS facility in Prague (Prague Asterix Laser System) under the use of 25TW laser system.

*Key words:* laser wakefield acceleration, x-ray source, giant dipole resonance, inverse Compton scattering.



# Obsah

<b>1 Úvod</b>	<b>9</b>
<b>2 Urychlování elektronů plazmovou vlnou</b>	<b>10</b>
2.1 Základní vlastnosti plazmatu . . . . .	10
2.2 Vznik plazmatu a elektromagnetické vlny v plazmatu . . . . .	11
2.3 Princip urychlování elektronů plazmovou vlnou . . . . .	12
2.3.1 Autoinjekce . . . . .	14
2.3.2 Externí injekce . . . . .	15
2.4 Propagace impulzu a elektronového svazku . . . . .	16
<b>3 Generace ultrakrátkých pulsů gama a rentgenového záření</b>	<b>21</b>
3.1 Zdroje brzděného záření . . . . .	22
3.1.1 Brzděné záření . . . . .	22
3.1.2 Synchrotronní záření a laser na volných elektronech . . . . .	23
3.1.3 Betatronové záření . . . . .	26
3.1.4 Inverzní Comptonův rozptyl . . . . .	26
<b>4 Vybuzení gigantické dipólové rezonance</b>	<b>29</b>
4.0.1 Úvod do gigantické dipólové rezonance . . . . .	29
4.0.2 Experimentální vybuzení GDR . . . . .	31
<b>5 Návrh experimentu</b>	<b>34</b>
5.0.1 Základní návrh experimentu . . . . .	34
5.0.2 Diagnostiky . . . . .	37
<b>6 Závěr</b>	<b>40</b>



# Kapitola 1

## Úvod

Od objevu stimulované emise v roce 1917 Albertem Einsteinem [1] a konstrukce prvního laseru T.H. Maimanem v roce 1960 [2], prošly laserové systémy obrovským vývojem až k petawattovým, femtosekundovým zařízením. To otevřelo možnost využití laserů v mnohých odvětvích přes biologii, chemii, materiálové vědy a výzkum plazmatu až k jaderné a částicové fyzice. Rozvoj femtosekundových laserových zařízení umožnil také produkci intenzivních krátkých impulzů gama záření, jež umožňují studovat fotojaderné reakce včetně gigantické dipólové rezonance.

Tato práce je rozdělena do pěti kapitol. Po této úvodní následuje kapitola uvádějící základní pojmy fyziky plazmatu a úvod do fyziky plazmatických urychlovačů, které jsou díky svým malým rozměrům a faktu, že dokáží snést vysoká elektrická pole, intenzivně vyvíjeny. Hrají také klíčovou roli v generaci intenzivního gama záření.

Třetí kapitola se zabývá základními principy generace rentgenového a gama záření.

Ve čtvrté kapitole je uvedena gigantické dipólová rezonance a některé z provedených experimentů na její vybuzení.

V páté a současně poslední kapitole je navržen experiment, který bude realizován v Ti:Safírové laboratoři v PALSu, a bude studovat vybuzení gigantické dipólové rezonance.

## Kapitola 2

# Urychlování elektronů plazmovou vlnou

### 2.1 Základní vlastnosti plazmatu

Plazma je kvazineutrální soubor volných nosičů elektrického náboje a případně neutrálních atomů, který vykazuje kolektivní chování. Na působení elektrických a magnetických polí tedy reaguje jako celek, a samo je schopno tato pole tvořit. Pod pojmem kvazinetruality rozumíme fakt, že v makroskopickém měřítku se plazma jeví jako neutrální, obsahuje tedy stejný počet kladných a záporných nábojů [3]. Podmínka na to, aby kvazineutralita platila je  $\tau \gg \omega_p^{-1}$ , kde  $\tau$  je délka děje a  $\omega_p$  je plazmová frekvence. Při velmi rychlých procesech kvazineutralita není dosažena [6].

Uveďme základní vlastnosti plazmatu:

1. **Debyeova délka** - vložení (přiblížení) náboje do plazmatu dojde k jeho polarizaci a následnému odstínění náboje. Vzdálenost, za kterou potenciál pole klesne o  $1/e$ , kde  $e$  je Eulerovo číslo, své původní hodnoty nazýváme Debyeova délka. Zanedbáme-li pohyb iontů, pak je Debyeova délka

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad (2.1)$$

kde  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua,  $k_B$  je Boltzmannova konstanta,  $e$  je náboj elektronu,  $T_e$  je teplota a  $n_e$  hustota elektronů. Plazma tedy musí mít rozměr větší než je tato délka.

2. **Plazmatický parametr** - vyjadřuje počet elektronů ve sféře o poloměru Debyeovy délky

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n_e \lambda_D^3. \quad (2.2)$$

Pro ideální plazma je  $N_D \gg 1$ .

3. **Stupeň ionizace** - představuje poměr počtu ionizovaných částic a celkového počtu částic v plazmatu. Pro jedenkrát ionizované plazma v termodynamické rovnováze

$$\frac{n_i^2}{n_n} = C T^{3/2} \exp\left(-\frac{U_i}{k_B T}\right), \quad C \sim 2,4 \times 10^{21} \text{m}^{-3}, \quad (2.3)$$

kde  $n_i$  je počet jednonásobných iontů,  $n_n$  je koncentrace neutrálních částic,  $U_i$  je ionizační potenciál a  $T$  je teplota plazmatu [4]. Rovnice (2.3) platí pouze pro plyny.

4. **Teplota** - uvažujeme-li plyn v termodynamické rovnováze, pak se bude rychlostní rozdělení částic plynu řídit Maxwellovým rozdělením a pro střední kinetickou energii částice v třírozměrném prostoru platí

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2}kT. \quad (2.4)$$

Je tedy zřejmé, že teplota může být vyjádřena v jednotkách eV. Převodní vztah je

$$1\text{eV} = 11600\text{K}. \quad (2.5)$$

## 2.2 Vznik plazmatu a elektromagnetické vlny v plazmatu

Za normálních okolností je plyn vždy částečně ionizovaný. Příčinou jsou například vysokoenergetické částice z kosmického záření. Vysoké intenzity laserových impulzů vedou k další ionizaci plynu a k vytvoření plazmatu.

Při interakci plynu s laserovým impulzem, který má intenzitu  $10^{11} - 10^{13}\text{W cm}^{-2}$ , dochází k více-fotonové ionizaci plynu. To znamená, že s atomem musí interagovat více fotonů a to vždy v časovém rozmezí délky trvání  $n$ -tého excitovaného stavu (řádově  $10^{-14}\text{s}$ ). Pro vyšší intenzity může docházet k ionizaci tunelováním ( $I = 10^{14} - 10^{15}\text{W cm}^{-2}$ ) nebo deformací potenciálové bariéry atomu ( $I > 10^{15}\text{W cm}^{-2}$ ) [8].

Pro vysoké intenzity laseru, kdy k ionizaci plynu dochází téměř okamžitě, můžeme místo interakce impulzu s terčem uvažovat interakci impulzu s plazmatem, případně použít pomocný impulz, který by plyn ionizoval.

V následujícím textu odvodíme disperzní vztah pro plazma. Budeme zanedbávat pohyb iontů vzhledem k jejich velké hmotnosti a budeme se věnovat pouze odezvě plazmových elektronů na elektromagnetickou vlnu. Plazma budeme předpokládat homogenní, zanedbáme srážky v plazmatu a vnější magnetické pole  $\vec{B}$ .

Za těchto podmínek má pohybová rovnice pro elektron tvar

$$m\ddot{\vec{r}} = e\vec{E}(t) = e\vec{E}_0 \cos(\omega t), \quad (2.6)$$

kde  $\omega$  je úhlová frekvence dopadající vlny,  $\vec{E}$  je vektor intenzity elektrického pole [7]. Předpokládané řešení rovnice (2.6) je tvaru  $\vec{r}(t) = \vec{A} \cos(\omega t) + \vec{B} \sin(\omega t)$ , z čehož dostáváme

$$\vec{A} = -\frac{e\vec{E}_0}{m\omega^2} \Rightarrow \vec{r}(t) = -\frac{e\vec{E}_0}{m\omega^2} \cos(\omega t). \quad (2.7)$$

Součtem indukovaných elektrických dipólových momentů elektronů získáme vektor polarizace

$$\vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{r}(t), \quad (2.8)$$

kde  $N$  je počet elektronů v  $1\text{m}^3$  plazmatu, pro který platí

$$\varepsilon_0\vec{E}(t) + \vec{P}(t) = \varepsilon\vec{E}(t). \quad (2.9)$$

Využitím vzorců  $\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0$  a faktu, že platí  $n(\omega) = \sqrt{\varepsilon_r}$  dostáváme vztah pro index lomu

$$n(\omega) = \sqrt{1 - \frac{Ne^2}{m\omega^2\varepsilon_0}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (2.10)$$

kde  $\omega_p$  je plazmová frekvence, tedy frekvence, se kterou oscilují částice v plazmatu

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m_e \epsilon_0}}. \quad (2.11)$$

Přepíšeme-li nyní vztah (2.10) použitím (2.11) a základních vztahů  $n = c/v$  a  $\omega = vk$ , dostáváme disperzní vztah pro plazma

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2. \quad (2.12)$$

Pro elektromagnetické vlny s úhlovou frekvencí  $\omega > \omega_p$  se plazma chová jako transparentní prostředí, zatímco pro vlny s frekvencí  $\omega < \omega_p$  se plazma chová jako tzv. reaktivní prostředí. V tomto případě nedochází k plnohodnotnému průchodu elektromagnetické vlny plazmatem v důsledku neschopnosti prostředí vlnu přenést (vlnový vektor  $\vec{k}$  je v tomto případě imaginární) [7].

Z předešlého určíme předpis pro kritickou hustotu plazmatu položením  $\omega = \omega_p$ , tedy

$$n_{krit} = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2}, \text{ v praktických jednotkách } n_{krit} [\text{cm}^{-3}] = \frac{1,1 \times 10^{21}}{\lambda^2 [\mu\text{m}]}, \quad (2.13)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka elektromagnetické vlny. Platí, že plazma s hustotou elektronů  $n_e < n_{krit}$ , tzv. podkritické plazma, propouští elektromagnetické vlnění o dané frekvenci  $\omega$ , zatímco pro plazma s hustotou  $n_e \geq n_{krit}$ , nadkritické plazma, se toto vlnění odráží [9].

## 2.3 Princip urychlování elektronů plazmovou vlnou

Laserový impuls má před vstupem do plazmatu pouze příčné elektrické pole, které je nevhodné k urychlování částic v podélném směru. Vstoupí-li laserový impuls do plazmatu, začne na nabitě částice působit tlak záření tohoto impulsu, tzv. ponderomotorická síla.

Uvažujme pohybovou rovnici pro elektron v elektromagnetickém poli

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e[\vec{E}(\vec{r}) + \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r})], \quad (2.14)$$

kde  $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) \cos(\omega t)$ . V nerelativistickém případě můžeme v prvním přiblížení zanedbat magnetické pole a rovnice (4.1) přechází na

$$m_e \frac{d\vec{v}_1}{dt} = -e\vec{E}(\vec{r}_0) = -e\vec{E}_0(\vec{r}_0) \cos(\omega t), \quad (2.15)$$

kde  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  jsme vzali v počátečním bodě  $\vec{r}_0$ . Z rovnice (2.15) získáváme

$$\vec{v}_1 = -\left(\frac{e}{m_e \omega}\right) \vec{E}_0(\vec{r}_0) \sin(\omega t), \quad \vec{r}_1 = \left(\frac{e}{m_e \omega^2}\right) \vec{E}_0(\vec{r}_0) \cos(\omega t). \quad (2.16)$$

Taylorův rozvoj  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  v bodě  $\vec{r}_0$  je  $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(\vec{r}_0) + (\vec{r}_1 \cdot \nabla) \vec{E}(\vec{r}_0) + \dots$ . Pro vektor  $\vec{B}_1$  platí  $\vec{B}_1(\vec{r}, t) = -\frac{1}{\omega} \nabla \times \vec{E}_0(\vec{r}_0) \sin(\omega t)$ , což plyne z Faradayova zákona  $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ . Pohybová rovnice (4.1) má tedy v druhém přiblížení tvar

$$\begin{aligned} m_e \frac{d\vec{v}_2}{dt} &= -e \left[ (\vec{r}_1 \cdot \nabla) \vec{E}_0(\vec{r}_0) + \vec{v}_1 \times \vec{B}_1 \right] = \\ &= -\frac{e^2}{m_e \omega^2} \left[ (\vec{E}_0(\vec{r}_0) \cdot \nabla) \vec{E}_0(\vec{r}_0) \cos^2(\omega t) + \vec{E}_0(\vec{r}_0) \times \nabla \times \vec{E}_0(\vec{r}_0) \sin^2(\omega t) \right], \end{aligned} \quad (2.17)$$



kteřá použitím identity  $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$  a vystředováním přes jednu periodu přejde na

$$F_p = -\frac{e^2}{4m_e\omega^2} \nabla(\vec{E}^2), \quad (2.18)$$

což je tvar ponderomotorické síly pro nerelativistický elektron [10].

Stejným způsobem bychom dostali i tvar síly působící na ionty, lišící se od vztahu (2.18) pouze nahrazením  $m_e$  za hmotnost iontů. Tato síla tedy působí vždy odpudivě na jakýkoliv náboj, nicméně díky její inverzní závislosti na hmotnosti můžeme při rychlých dějích zanedbat její působení na ionty (ostatně i plazmová vlnová délka iontů je mnohem delší než délka laserového impulsu). Díky závislosti na gradientu kvadrátu intenzity laseru je možné budít plazmové vlny s velkou amplitudou i krátkými impulzy nižších intenzit.

Dochází tedy k odpuzování elektronů ze směru trajektorie impulsu, zatímco kladné ionty uvažujeme v klidu. Tímto vzniká potenciálový rozdíl, díky němuž jsou elektrony nuceny vracet se zpět do svých rovnovážných poloh. Toto šířící se vlnění se nazývá brázdové pole.

Plazma převádí příčné elektrické pole laserového impulsu na radiální elektrické pole plazmové vlny, jehož podélná komponenta, výrazně větší než příčná, je již vhodným kandidátem na urychlování elektronů.

Hlavní výhodou plazmatu pro urychlování částic je jeho schopnost snést velká elektrická pole

$$E_0 = \frac{cm_e\omega_p}{e} \quad \text{nebo} \quad E_0[\text{V/m}] \simeq 100\sqrt{n_0[\text{cm}^{-3}]}, \quad (2.19)$$

kde  $\omega_p$  je plazmová frekvence a  $n_0$  je hustota elektronů v plazmatu [11]. Například pro hustotu  $n_0 = 10^{18}\text{cm}^{-3}$  je  $E_0 = 100\text{GV/m}$ , což je  $\simeq 400$  krát více než gradient  $250\text{MeV/m}$ , který byl dosažen při urychlování v laboratoři SLAC v roce 2015 [13].

Vlnová délka plazmové vlny je

$$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p} = \frac{2\pi}{k_p} \quad \text{nebo v praktických jednotkách} \quad \lambda_p[\mu\text{m}] \simeq \frac{3,3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{n_0[\text{cm}^{-3}]}}. \quad (2.20)$$

Důsledkem jsou velmi krátké elektronové svazky s délkou  $\tau < \lambda_p/c$ , což pro výše uvedenou hustotu znamená svazek o délce  $\tau < 110\text{fs}$ , který je navíc synchronizován s laserovým impulzem.

K efektivnímu vybuzení plazmových vln dochází, je-li  $\tau_l \simeq 0,37\tau_p$ , kde  $\tau_l$  je délka laserového impulsu a  $\tau_p$  je perioda plazmatu [12]. Hustota elektronů v plazmatu je pak

$$n_e[\text{cm}^{-3}] = \frac{1,6 \cdot 10^{21}}{\tau_l^2[\text{fs}]}, \quad (2.21)$$

což pro  $\tau_l = 50\text{fs}$  dává  $n_e = 0,64 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$  [12]. Pro fázovou rychlost plazmové vlny  $v_{fp}$ , která je přibližně rovná grupové rychlosti laserového impulsu  $v_{gl}$ , platí

$$v_{gl} = v_{fp} = \frac{c}{n} = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{-1/2} = c \left(1 - \frac{n_e}{n_{krit}}\right)^{-1/2} \quad (2.22)$$

z čehož plyne, že čím nižší elektronová hustota  $n_e$ , tím rychleji se bude plazmová vlna šířit.

Plazmové elektrony s rychlostí  $\simeq v_{fp}$  se budou šířit spolu s touto vlnou. Elektrony s rychlostí vyšší než  $v_{fp}$  energii ztratí předáním energie vlně, zatímco elektrony s nižší rychlostí energii získají, čímž dojde k útlumu vlny (Landauův útlum).

### 2.3.1 Autoinjekce

Dosáhne-li nelineární elektrické pole plazmové vlny hodnoty

$$E_{WB} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)}E_0, \quad (2.23)$$

kde  $E_0$  odpovídá elektrickému poli (2.19) a  $\gamma_p = (1 - v_{fp}^2/c^2)^{-1/2}$  je Lorentzův faktor, dojde k takzvanému lámání vln neboli autoinjekci. Některé z elektronů jsou díky velkému zápornému potenciálu na konci vln injektovány do jejího vnitřku, kde cítí kladný potenciál iontů a dojde k jejich urychlení. Takto zachycené elektrony vytváří elektrické pole, které vyruší pole plazmové vlny a k dalšímu záchytu již nedochází.

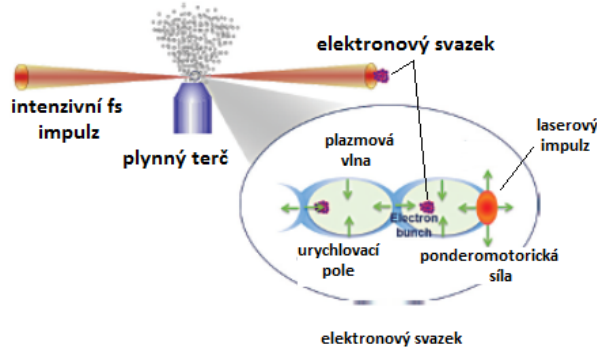
K urychlování dochází pouze v první polovině vlny. Tato délka  $L_D$  se nazývá *rozfázovací délka* a pro relativistické elektrony je

$$L_D = \frac{\gamma_p^2 \lambda_p}{2}. \quad (2.24)$$

Maximální energie, kterou částice může získat na  $L_D$ , je

$$W_{max} \simeq eE_{WB}L_D. \quad (2.25)$$

Je-li fázová rychlost plazmové vlny  $v_{fp} < c$  a elektrony jsou urychleny na  $v_e \rightarrow c$ , může dojít k jejich zpomalení vstupem do druhé části vlny. Situace je znázorněna na Obr. 2.1. Pro efektivní urychlování elektronů musíme zajistit co nejdelší dráhu na které k němu bude docházet, čehož dosáhneme vyšší fázovou rychlostí plazmové vlny. Uvažujeme-li autoinjekci, pak se ale musíme ujistit, že při dané fázové rychlosti dojde k zachycení elektronů. Obvykle proto bývá volena nejmenší možná hustota elektronů, při níž ještě k autoinjekci dochází (např. pro laserový systém s výkonem 10TW, délkou impulsu 50fs a vlnovou délkou 800nm se jedná o hustotu v řádech  $10^{19}\text{cm}^{-3}$  [20]).



Obrázek 2.1: Mechanismus urychlování elektronů brázdovým polem. Převzato z [14].

Autoinjekce vznikající v bubble režimu/blow-out režimu, je v dnešní době experimentálně nej-jednodušejí uskutečnitelný proces. Tento jev byl poprvé teoreticky předpovězený v roce 2002 pomocí PIC (Particle In Cell) simulací [15]. Vyžaduje intenzivní krátké laserové pulzy a jeho předností je to, že díky velmi podobným počátečním podmínkám při zachycení na konci bubliny, jsou urychlené elektrony kvazimonoenergetické. Nicméně se jedná o spontánní nelineární proces, který je obtížně reprodukovatelný. Je velice těžké kontrolovat, kde přesně budou při různých výstřelech jednotlivé elektrony injektovány. Proto je snaha využívat externí injekce elektronů do plazmové vlny.

### 2.3.2 Externí injekce

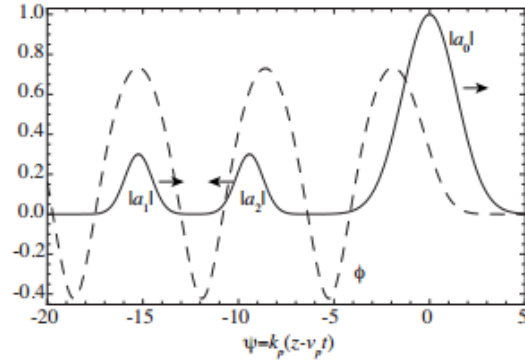
Elektronový svazek, který chceme urychlit, může být do plazmové vlny injektován jinými procesy než autoinjekcí. To ostatně byla i původní myšlenka. Plazmová vlna v těchto případech slouží pouze jako urychlovač. Hlavním problémem je, že se délky plazmových vln pohybují v řádech desítek  $\mu\text{m}$ . Chceme-li tedy generovat kvalitní urychlené vysokoenergetické svazky, potřebujeme injektovat ultrakrátký svazek do optimální fáze plazmové vlny s přesností femtosekund.

Kvůli těmto požadavkům je nasnadě opět použít laserových impulzů, tzv. **optické injekce**.

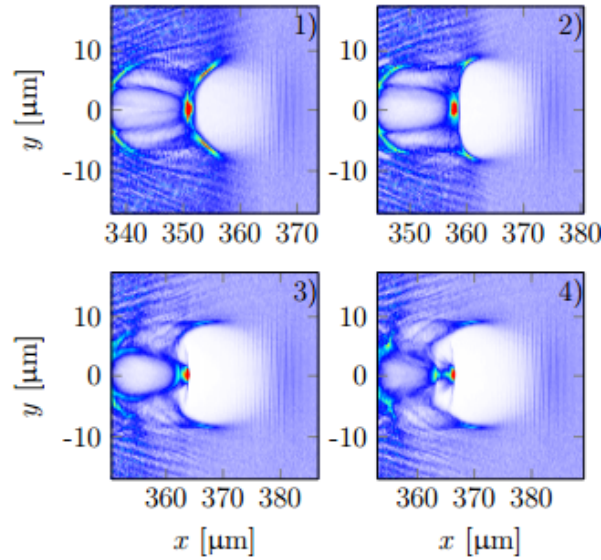
- *Ponderomotorická injekce* - Tato metoda, navržená v roce 1996 Umstadterem a Kimem [11], využívá dvou laserových impulzů šířících se v kolmých směrech. Jeden z impulzů generuje plazmové vlny výše popsaným způsobem, zatímco druhý impulz (injekční impulz) prochází vytvořenou vlnou za prvním impulzem. Jednotlivé impulzy spolu neinteragují, je tedy nutné, aby měl druhý impulz menší rozměry než plazmová vlna. Injekční impulz působí ponderomotorickou silou na elektrony plazmové vlny, čímž ovlivňuje jejich hybnosti a trajektorie a umožňuje jejich zachycení (příspěvek ke svazku mohou i elektrony vytvořené injekčním impulzem). Tento mechanismus vyžaduje vysoké intenzity obou laserových impulzů ( $I > 10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ ) [11]. Další možností je nechat tyto dva impulzy propagovat za sebou a opět využít ponderomotorické síly injekčního impulzu.
- *Injekce srážkou impulzů* - V této metodě se využívá ponderomotorické síly dvou kolidujících impulzů. Poprvé byla navržena v roce 1997 E. Esareyem [11]. Jedná se o systém se třemi impulzy. Jeden intenzivní, který vybudí plazmové vlny, a dva naproti sobě jdoucí impulzy, polarizované v opačném směru než impulz vytvářející plazmovou vlnu. Schéma je zobrazeno na 2.2. Pro tyto impulzy platí  $k_1 \simeq k_o$ ,  $k_2 \simeq -k_o$  a  $\omega_1 - \omega_2 = \Delta\omega \gg \omega_p$ , kde indexy 0, 1, 2 po řadě náleží impulzu generujícímu plazmovou vlnu, dopředu jdoucímu impulzu a dozadu šířícímu se impulzu,  $k$  je vlnové číslo a  $\omega$  frekvence. Impulz 1 se šíří za impulzem 0 v konstantní vzdálenosti, která udává fázi, ve které budou elektrony injektovány. Když se impulzy 1 a 2 srazí, vygeneruje se pomalá záznějová vlna s fázovou rychlostí  $v_{pha} \simeq |\Delta\omega|/2k_o \ll c$  (známá fázová rychlost záznějové vlny), která může zachytit plazmové elektrony. Tím opět dojde ke změně jejich hybností a mohou tak být injektovány do plazmové vlny. Ponderomotorická síla pomalé záznějové vlny je mnohem větší než síla jednoho impulzu, proto mohou být použity impulzy s relativně nízkými intenzitami [11].

Dalším typem injekce je **ionizační injekce**, která využívá rozdílů v ionizačních potenciálech různých plynů. Jako plynný terč se zde využívá například směs dusíku a helia. Cílem je, aby došlo k ionizaci dusíku až uvnitř bubliny a to ve správné fázi tak, aby mohly být vzniklé elektrony rovnou urychleny. Toto řešení je jednodušeji proveditelné v porovnání s optickými metodami, chceme-li ale získat monoenergetický svazek, musíme zajistit, aby k ionizaci nedocházelo v různých částech bubliny [16].

Dvou různých plynů využívá i metoda založená na **rozdílu hustoty plazmatu**, navržená Bulanovem v roce 1998 [12]. V tomto případě se využívá rozdílů hustot daných plynů, které tvoří terč. Laserový impulz postupně prochází oběma plyny, přičemž platí, že  $n_1 > n_2$  a tedy  $\lambda_{p1} < \lambda_{p2}$ , kde indexy 1, 2 značí první a druhý plyn v řadě,  $n$  je hustota a  $\lambda$  je plazmová vlnová délka. Během hustotního přechodu tedy dochází k expanzi bubliny a její fázová rychlost  $v_{fp}$  bude s klesající hustotou také klesat. Některé z elektronů v zadní části vlny mají rychlost vyšší než  $v_{fp}$  a mohou se dostat dovnitř bubliny. Situace je znázorněna na 2.3.



Obrázek 2.2: Profily laserových impulsů pro injekci srážkou impulsů. Indexy 0,1,2 po řadě značí impuls budící plazmovou vlnu a injekční impulsy,  $\psi$  značí fázi,  $a$  je velikost normalizovaného vektorového potenciálu. Převzato z [11].



Obrázek 2.3: Hustotní rozdělení elektronů při přechodu hustotního gradientu zobrazeno ve čtyřech krocích. Převzato z [17].

## 2.4 Propagace impulsu a elektronového svazku

Během šíření laserového impulsu plazmatem dochází, zejména díky difrakci, k jeho rozfokování. Pro gaussovský impuls se poloměr jeho ohniska  $w_0$  při šíření podél osy  $z$  (v paprskové aproximaci) mění podle [21]

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{Z_R^2}}, \quad (2.26)$$

kde  $Z_R$  je Rayleighova vzdálenost, vzdálenost (ve vakuu) od ohniska na ose  $z$ , ve které je plocha svazku dvakrát větší než v ohnisku a jeho poloměr je roven  $\sqrt{2}w_0$ . Je dána vztahem

$$Z_R = \frac{\pi}{\lambda} w_0^2. \quad (2.27)$$

Urychlování elektronů ve vakuu nebo v relativně řídkém plazmatu je limitováno právě touto vzdáleností. Je tedy nutné zajistit vedení impulsu, při kterém nebude docházet ke ztrátě intenzity rozfokusováním. K tomu se využívá změn v indexu lomu plazmatu, které lze ovlivňovat buď přímo manipulací s hustotou plazmatu nebo s intenzitním rozdělením impulsu.

Jedním ze způsobů jak vést impuls, je vytvořit tzv. **plazmový kanál**, ve kterém bude k šíření docházet s velmi malou difrakcí. K tomu, aby kanál sloužil jako optický vodič, je zapotřebí, aby měl index lomu maximum na ose, což značí, že zde také musí být nejmenší hustota plazmatu. Pro vytvoření plazmového kanálu slouží tzv. *Ignitor-Heater* metoda. Při ní se využívá dvou impulsů, intenzivního plazma-tvořícího impulsu (intenzita  $\sim 10^{14} \text{W/cm}^2$ , délka  $< 100 \text{fs}$ ) a ohřívacího impulsu (délka  $\sim 150 \text{ps}$ ). Intenzivní impuls slouží k vytvoření prakticky volných, nepohybujících se nábojů v plynném terči (plyny s nízkým protonovým číslem - vodík, helium, dusík), následně je poslán ohřívací impuls, který ohřeje plazma inverzním brzdným zářením (elektrony oscilují v poli laserového impulsu, dochází ke srážkám s ionty a k převodu části této oscilační energie na tepelnou energii) a tím způsobí expanzi plazmatu. Výsledný profil hustoty plazmatu má minimum na ose [22]. Schema je zobrazeno na Obr. 2.4 1).

Změna v hustotě plazmatu potřebná k efektivnímu vedení impulsu je

$$\Delta n = \frac{1}{\pi r_e w_0^2} \quad \text{nebo} \quad \Delta n [\text{cm}^{-3}] \sim \frac{1,1 \times 10^{20}}{w_0^2 [\mu\text{m}]} \quad (2.28)$$

kde  $r_e = e^2/m_e c^2$  je klasický poloměr elektronu [20]. Ignitor-Heater metoda poskytuje dobrou kontrolu nad vytvořeným kanálem. Změny v časové prodlevě mezi ohřívacím impulzem a impulzem, který chceme vést, změnou energie ohřívacího i intenzivního impulsu, můžeme ovlivňovat výsledný hustotní profil plazmatu. Vytvořením takového kanálu můžeme prodloužit dráhu impulsu až na několik desítek Rayleighových délek [11]. Navíc fakt, že se laserový impuls bude šířit řídkším plazmatem znamená potenciální vybuzení plazmové vlny s delší vlnovou délkou (prodloužení urychlovací dráhy, zjednodušení externí injekce).

Za určitých podmínek začne docházet k **relativistické autofokusaci** impulsu, kterou si systém zajistí sám. Jak bylo popsáno výše, impuls působí na plazmové elektrony ponderomotorickou silou, dodává jim energii, čímž způsobuje relativistickou změnu v jejich hmotnostech. Tyto změny ovlivňují index lomu

$$n(\omega) = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma \omega^2}}, \quad (2.29)$$

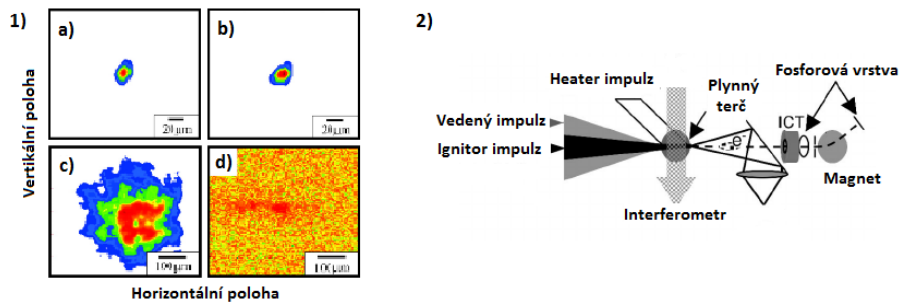
kde  $\gamma$  je Lorentzův faktor. Pro gaussovský profil impulsu (s maximem intenzity na ose) bude tedy podle (2.29) hodnota indexu lomu se vzdáleností od osy klesat, což vede k pozitivní fokusaci impulsu.

Budeme-li uvažovat paprsek šířící se od osy impulsu z prostředí s indexem lomu  $n_i$  do prostředí s  $n_n$ , viz. Obr.2.5 a), pak bude úhel ohybu  $\theta_n$  dán Snellovým zákonem

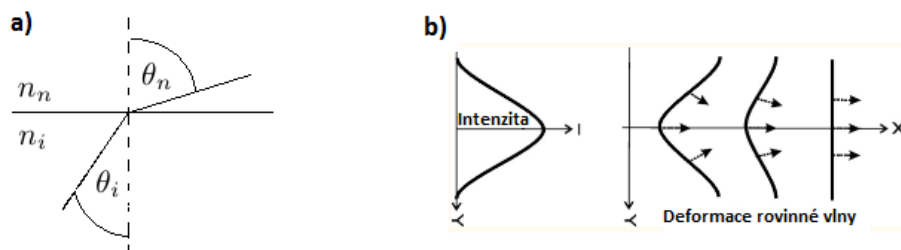
$$\frac{\sin \theta_n}{\sin \theta_i} = \frac{n_i}{n_n} > 1. \quad (2.30)$$

K totálnímu odrazu dojde pro  $\sin \theta_n = 1$ , což udává podmínku pro tzv. *kritický výkon* [19]

$$P_c [\text{GW}] = 16, 2 \frac{n_{crit}}{n_e}, \quad (2.31)$$



Obrázek 2.4: 1) Rozměry impulzu s intenzitou 4TW, obrázky a) a b) mají rozměr  $20\mu\text{m}$ , obrázky c) a d)  $100\mu\text{m}$ : a) Rozměr impulzu při vstupu do plazmatu; b) Rozměr impulzu při výstupu z plazmatu, impulz byl veden plazmovým kanálem dlouhým  $2,4\text{mm} (> 10Z_R)$ ; c) Rozměr impulzu po šíření ve vakuu o délce  $2,4\text{mm}$ , zřejmá difrakce; d) Rozměr impulzu poté, co prošel plynným terčem bez vedení kanálem.; 2) Schéma Ignitor-Heator metody. Převzato z [11].



Obrázek 2.5: a) Ilustrace indexu lomu pro  $n_n < n_i$ . b) Ilustrace změny fázové rychlosti impulzu [18].

po jehož dosažení začne k relativistické autofokusaci docházet [18]. Pro ilustraci můžeme na vedení plazmovým kanálem i na relativistickou autofokusaci pohlížet tak, že při změně indexu lomu samozřejmě dochází i ke změnám fázové rychlosti 2.22, která bude nejmenší na ose, viz. 2.5 b). Dojde tak k deformaci původně rovinné vlny a plazma se začne chovat jako spojná čočka.

Zatím jsme uvažovali pouze fokusaci laserového impulzu. V plazmové vlně působí na elektrony radiální elektrické pole, jehož příčná složka způsobuje uvnitř bubliny fokusaci tohoto svazku, viz. Obr.2.6. Její vymizení na konci urychlovacího plynu způsobuje divergenci tohoto svazku. Pro praktické aplikace je nutné, aby bylo možné vést elektronový svazek bez ztráty kvality. K takovým účelům bychom normálně použili kvadrupólové magnety. Dostupné magnety ale poskytují gradient magnetického pole  $\sim 50\text{Tm}^{-1}$ , což je o dva řády méně než je potřebné. K jejich využití bychom potřebovali velké vzdálenosti, což by ve výsledku vedlo k degradaci svazku. Proto se využívá např. metoda **plazmové čočky**. Ta je využívána i v konvenčních urychlovačích, pro ultrakrátké elektronové svazky z plazmového urychlovače však byla použita až v roce 2015 ve francouzské Laboratoire d'Optique Appliquée, kdy se podařilo dosáhnout  $\sim$  třikrát nižší divergence svazku [23]. Při této metodě se využívá dvou plynných terčů umístěných za sebou v určité vzdálenosti. Intenzivní laserový impulz vytvoří v prvním z nich plazmovou vlnu, ve které se začnou urychlovat elektrony. Tyto elektrony opouštějí urychlovací fázi pod určitými úhly a dále se šíří vakuem, ve kterém stále dochází k divergenci, ale nepůsobí zde žádné elektrické pole. Ve druhém terči stejný laserový impulz vytvoří brázdové pole. Pokud příčné elektrické pole této brázdě vymizí pro minimální příčnou hybnost většiny elektronů, dojde k jejich fokusaci. Systém je zobrazen na Obr.2.7. Minimální divergence

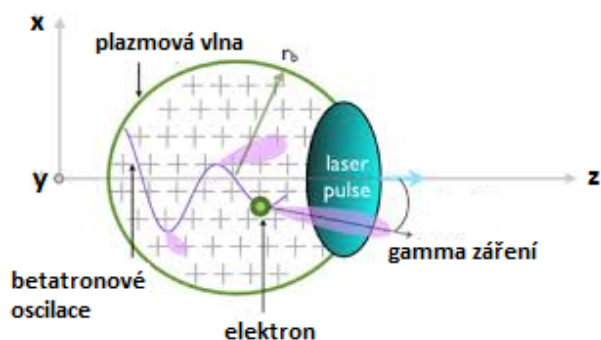
elektronového svazku je

$$\sigma_{\theta, \min} \approx \frac{\epsilon_N}{\gamma \sigma_{\theta} L}, \quad (2.32)$$

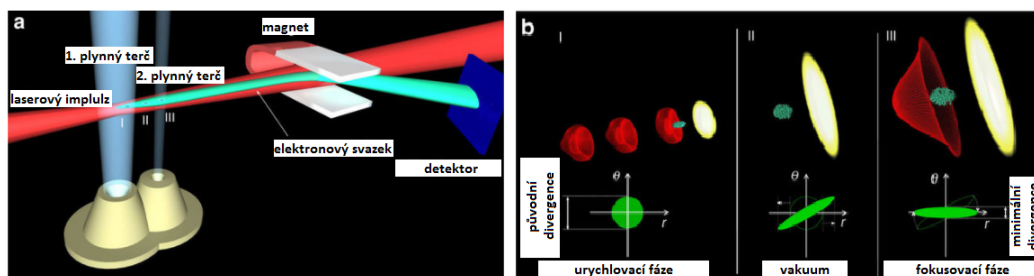
kde  $\epsilon_N$  představuje normalizovanou emitanci,  $\sigma_{\theta}$  je průměrná divergence svazku na konci urychlovací fáze,  $L$  je vzdálenost mezi plynnými terči a  $\gamma$  je Lorentzův faktor [23]. Ze vztahu 2.32 vidíme, že délka vakua  $L$  je zásadním parametrem, kterým můžeme kolimaci svazku ovlivňovat. Tato délka je ale shora omezena difrakcí laserového impulzu. Ztráta jeho intenzity vede k vybuzení brázdrového pole s nižší amplitudou, což by mohlo zapříčinit pouze částečnou kolimaci. Je tedy nutné najít kompromis mezi nejnižší divergencí svazku a účinným vybuzením brázdrového pole, viz Obr.2.8 a).

Dalším faktorem je hustota plynu druhého terče. Se zvyšující se hustotou roste fokusující pole brázdrové vlny, viz Obr.2.8 b).

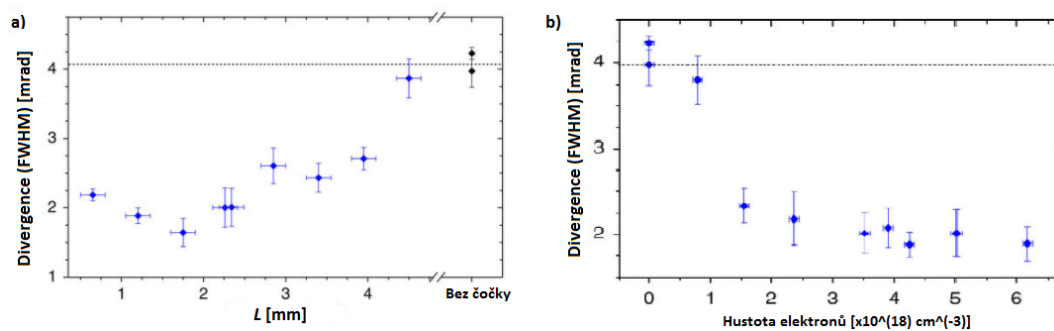
Při experimentu zmíněném výše, byl pužit laser s intenzitou  $I = 1,8 \times 10^{19} \text{Wcm}^{-2}$  a jak je patrné z Obr.2.8, byla volena vzdálenost  $L = 1,8 \text{mm}$  a hustota druhého terče  $n_2 = 4,3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Pro celý svazek byla divergence snížena dvakrát, pro vysokoenergetickou část 2,6krát (divergence  $\sim 4,1 \text{mrad}$  na výstupu z urychlovací fáze  $\rightarrow$  divergence  $\sim 1,6 \text{mrad}$  po kolimaci čočkou) [23]. Tato metoda tedy poskytuje výraznou kolimaci svazku a to bez znatelného ovlivnění energetického spektra [25].



Obrázek 2.6: Elektronový svazek cítí příčné elektrické pole uvnitř bubliny, což vede k oscilacím a divergenci svazku. Převzato z [24]



Obrázek 2.7: a) Elektronový svazek je urychlen v prvním plynném terči, poté prochází vakuem a je fokusován ve druhém plynném terči.; b) (I) elektronový svazek na konci urychlovací fáze, (II) elektronový svazek ve vakuu, (III) fokusace svazku v druhém terči. Převzato z [23].



Obrázek 2.8: a) Divergence svazku (měřena v polovině maxima) v závislosti na vzdálenosti  $L$  mezi plynými terči. b) Divergence svazku (měřena v polovině maxima) v závislosti na elektronové hustotě ve druhém terči. Převzato z [23].



## Kapitola 3

# Generace ultrakrátkých pulsů gama a rentgenového záření

Ultrakrátké pulsy gama záření a rentgenového záření skýtají mnoho aplikací od atomové fyziky až po zobrazování v medicíně. V této kapitole budou uvedeny různé zdroje energetického elektromagnetického záření, jež vzniká interakcí vysokoenergetických elektronů s elektromagnetickým polem. Obecný vzorec pro intenzitu  $I$  vyzářenou relativistickým elektronem ve směru, ve kterém ho pozorujeme  $\vec{n}$ , ve spektrálním pásmu  $d\omega$  je

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{16\pi^3\epsilon_0 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega[t - \vec{n} \cdot \vec{r}(t)/c]} \frac{\vec{n} \times [(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}]}{(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^2} dt \right|^2, \quad (3.1)$$

kde  $\vec{r}(t)$  je poloha elektronu v čase  $t$ ,  $\vec{\beta}$  je rychlost elektronu normalizovaná rychlostí světla  $c$  a  $\dot{\vec{\beta}}$  představuje zrychlení elektronu.

Z rovnice 3.1 vidíme, že pro  $\dot{\vec{\beta}} = 0$ , není záření emitováno a zrychlení je tedy zodpovědné za vyzářování nabitě částice. Člen  $(1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n})^{-2}$  nám říká, že vyzářená energie bude maximální, pokud  $\beta \simeq 1$  a  $\vec{\beta}$  bude rovnoběžné s  $\vec{n}$ . Relativistický elektron tedy bude vyzářovat řádově více než nerelativistický a toto záření bude vyzářováno ve směru rychlosti elektronu do kužele s vrcholovým úhlem  $\Delta\theta = 1/\gamma$ , kde  $\gamma$  je Lorentzův faktor elektronu. Platí, že  $\dot{\beta}_{\parallel} \propto \vec{F}_{\parallel}/\gamma^3$  a  $\dot{\beta}_{\perp} \propto \vec{F}_{\perp}/\gamma$ , kde  $\dot{\beta}_{\parallel}$  a  $\dot{\beta}_{\perp}$  jsou podélná, resp. příčná složka zrychlení a  $\vec{F}_{\parallel}$ ,  $\vec{F}_{\perp}$  jsou podélná, resp. příčná složka aplikované síly. Je tedy zřejmé, že aplikací příčné síly dosáhneme větší účinnosti [34].

Zavedme parametr

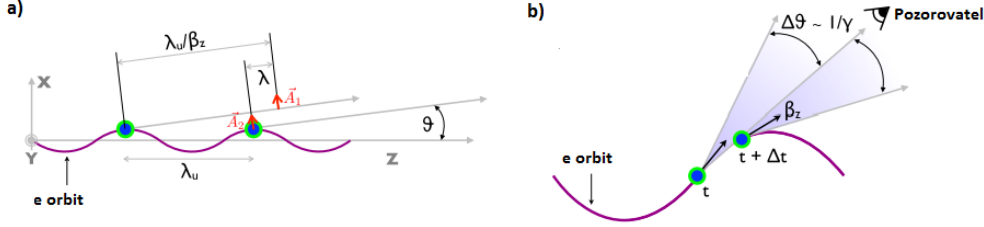
$$K = \psi\gamma, \quad (3.2)$$

kde  $\psi$  je maximální úhel trajektorie, po které se elektron pohybuje. Pak rozlišujeme dvě situace

- $K \ll 1 \rightarrow$  maximální úhel trajektorie  $\psi$  je menší než  $\Delta\theta = 1/\gamma$ . V takovém případě bude elektron vyzářovat v každém bodě trajektorie ve stejném směru. Záření je v tomto případě emitováno v kuželi s vrcholovým úhlem  $\theta_r = 1/\gamma$ .

Uvažujme pohyb elektronu po sinusoidě s periodou  $\lambda_u$ . Pro  $K \ll 1$  je útlum podélné složky (a tedy i nárůst příčné) rychlosti zanedbatelný. Spektrum takového záření bude sestávat ze základní frekvence  $\omega = 2\pi c/\lambda$ , kde  $\lambda$  je vzdálenost mezi amplitudami emitovaného záření ve dvou po sobě následujících vrcholech sinusoidy (závislost na úhlu pozorování  $\theta$ ), viz. Obr.3.1

a). Energetické spektrum fotonů je tedy kvazimonoenergetické, střední energie je  $\hbar\omega_{\theta=0}/2$ . Počet fotonů vyzářených jedním elektronem v jedné periodě, je  $N_\gamma = 1,53 \cdot 10^{-2} K^2$ . Záření těchto vlastností je emitováno v zařízeních zvaných **undulátor**.



Obrázek 3.1: a) Záření emitováno ve směru pozorovatele  $\vec{n}$ , což odpovídá úhlu  $\theta$ . Ve dvou pozicích, označených zelenými kolečky, dochází k radiaci se stejnou amplitudou. Vzdálenost mezi těmito dvěma amplitudami v daný časový okamžik odpovídá  $\lambda$ ; b) Vyzařování ve wiggleru. Převzato z [34].

- $K \gg 1 \rightarrow \psi \gg 1/\gamma$ , v každé části trajektorie vyzařuje elektron v různých směrech. V tomto případě je redukce podélné složky rychlosti elektronu výrazná. Spektrum bude kromě základní frekvence  $\omega = 2\pi c/\lambda$  obsahovat i vyšší harmonické a to až do tzv. kritické frekvence

$$\omega_c \sim \frac{1}{\tau} \sim \gamma^3 \frac{c}{\rho}, \quad (3.3)$$

kde  $\tau$  je čas, po který záření pozorujeme a  $\rho$  představuje poloměr kružnice, kterou bychom popsali část příslušné trajektorie. Pro sinusoidu je  $\rho = \gamma\lambda_u/(2\pi K)$  a kritická frekvence je  $\omega_c = \frac{3}{2} K \gamma^2 2\pi c/\lambda_u$ . Jak je vidět z Obr.3.1 b), záření se v rovině (x,z) šíří pod úhlem  $\theta_{xr} = K/\gamma$ , v rovině (y,z) pod úhlem  $\theta_{yr} = 1/\gamma$ .

Střední energie fotonů je  $\frac{8\sqrt{3}}{15} \hbar\omega_c$ , počet vyzářených fotonů jedním elektronem za jednu periodu, je  $N_\gamma = 3,31 \cdot 10^{-2} K$ . Toto záření se nazývá **wigglerové**.

## 3.1 Zdroje brzděného záření

Uveďme nyní některé ze zdrojů vysokoenergetického záření, generovaného např. dipólovým magnetickým polem (synchrotronní záření), elektrickým polem atomů (brzděné záření), elektrickým polem plazmové vlny (betatron) a laserem (Inverzní Comptonův jev).

### 3.1.1 Brzděné záření

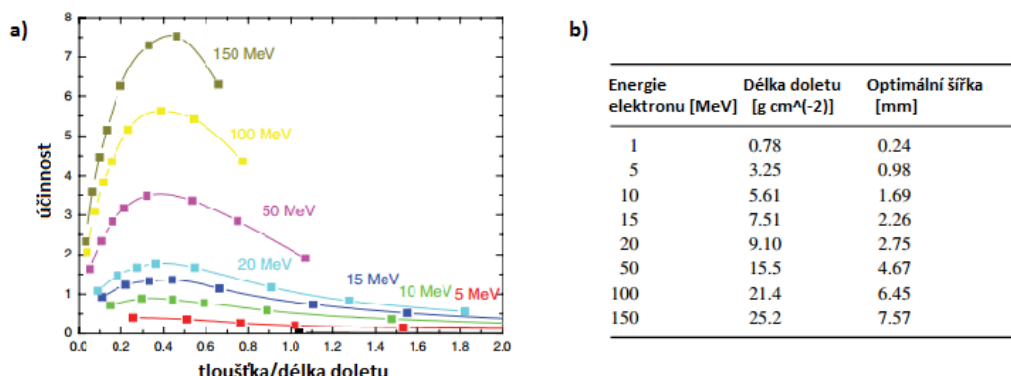
**Brzděné záření** vzniká průchodem svazku nabitých částic látkou. Tyto částice jsou ovlivňovány elektrostatickým potenciálem okolních částic, ztrácejí kinetickou energii a dochází k vyzařování fotonů. Celkový vyzářený výkon je inverzně závislý na kvadrátu klidové hmotnosti, brzděné záření je tedy nejvýznamnější pro lehké částice jako jsou elektrony ( $P_S(\text{elektron})/P_S(\text{proton})=1,13 \cdot 10^{13}$ , kde  $P_S$  je vyzářený výkon). Fotony jsou v tomto případě vyzařovány pod náhodnými úhly, což vede ke spojitému spektru brzděného záření s energiemi od 0 až do energie příslušného elektronu. Účinnost tohoto procesu je závislá na energii elektronu, na materiálu, ve kterém k němu dochází,

a na jeho tloušťce. Ze systému produkce (ztráta kinetické energie v důsledku působení pole jádra nebo elektronového obalu  $\rightarrow$  vyzáření fotonu) brzděného záření plyne, že jako materiál nejlépe poslouží prvky s vysokým protonovým číslem  $Z$ . Pro každý takový materiál existuje i jeho optimální tloušťka, kdy je tato účinnost maximální. Ta je přibližně rovna polovině délky doletu elektronu v tomto materiálu [32]. Na Obr.3.2 jsou zobrazeny účinnosti převodu energie při brzděném záření a hodnoty optimální tloušťky materiálu, v tomto případě tantalu. Na Obr.3.3 je zobrazeno energetické spektrum pro brzděné záření generované v tantalu elektrony urychlenými laserovými impulzy s délkami 0, 7ps a 1, 2ps.

### 3.1.2 Synchrotronní záření a laser na volných elektronech

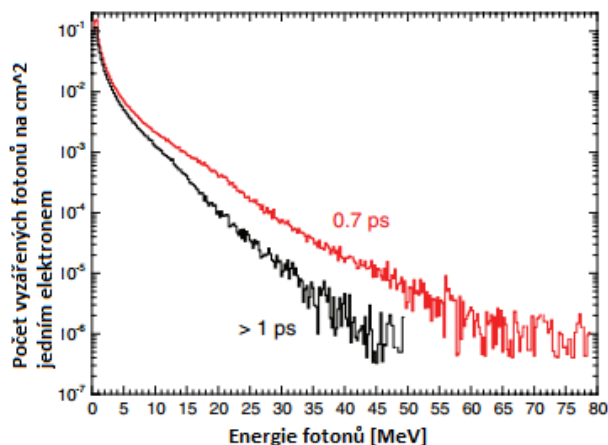
**Synchrotronní záření** je záření generované relativistickými elektrony (pro nerelativistické elektrony je zanedbatelné, pro protony významné až při  $\sim 100\text{GeV}$ ), jejichž dráha byla zakřivena např. magnety. V takovém případě dojde k vyzáření fotonů do úzkého kužele ve směru tečné rychlosti částice jak bylo uvedeno výše (undulátorové/wigglerové záření). V případě kruhových urychlovačů musí být tyto ztráty energie nahrazovány v urychlovacích dutinách. Byly také podstatným omezujícím faktorem urychlovače LEP (Large Electron-Positron Collider) v CERNu. Tato zařízení se ale v dnešní době používají právě jako zdroje rentgenového záření. Příkladem je ESRF (The European Synchrotron Radiation Facility) v Grenoble ve Francii, nejintenzivnější zdroj synchrotronního záření na světě s obvodem akumulárního prstence 844m [38]. Generuje se zde tvrdé rentgenové záření s energiemi 10 – 120keV (vlnové délky 0,10 – 0,01nm) [38].

Intenzita synchrotronního záření s energií vzrůstá a to až po kritickou energii  $\sim 100\text{keV}$ , viz. Obr.3.4. Synchrotronní záření má vysoký jas a nízkou divergenci. Nevýhodou je fakt, že synchrotrony jsou velmi rozsáhlá a drahá zařízení. Základní schéma synchrotronu je zobrazeno na Obr.3.5.

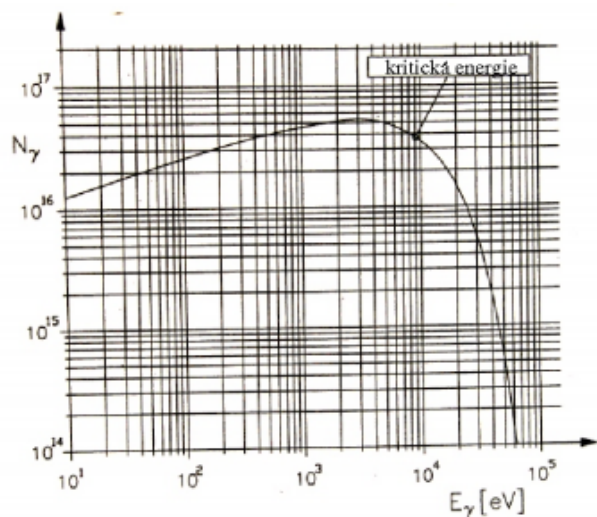


Obrázek 3.2: a) Účinnost procesu brzděného záření pro různé energie elektronů v závislosti na poměru tloušťky tantalu ( $Z = 73$ ) a délky doletu elektronu v Ta.; b) Hodnoty optimální šířky Ta a délek doletu pro různé hodnoty energie elektronů. Převzato z [32].

Na principu synchrotronního záření jsou založeny i **lasery na volných elektronech** (anglicky FEL - Free Electron Laser). Elektrony jsou urychleny v lineárním urychlovači a poté prochází undulátorem nebo wigglerem. Ty jsou složeny z mnoha magnetů se střídajícími se polaritami. Undulátor je zobrazen na Obr.3.6, a způsobuje zakřivení dráhy elektronů do sinusoidy, což generuje synchrotronní záření v dopředném směru. Toto záření je kvazimonoenergetické a velmi dobře



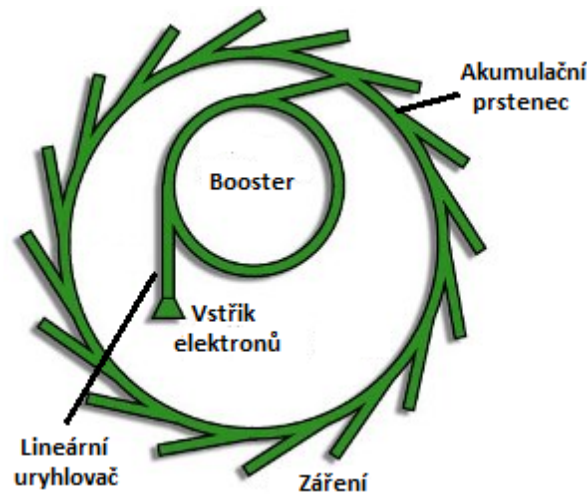
Obrázek 3.3: Počet vyzářených fotonů na jednotce plochy jedním elektronem v závislosti na jejich energii. Elektrony byly generovány laserovými impulzy o délkách 0,7ps a 1,2ps. Převzato z [32].



Obrázek 3.4: Typické spektrum synchrotronního záření vyzářeného elektronovým svazkem. Převzato z [26].

kolimované, úhel výletu záření je v řádech několika mrad. Nicméně počet fotonů, který jeden elektron vyzáří je  $10^{-2}$  (počet elektronů ve svazku  $\sim 10^9 - 10^{10}$ ).

Během průchodu elektronů undulátorem dochází ke kolektivní nestabilitě svazku, tzv. FEL-nestabilitě. Tato nestabilita zajišťuje výrazné zvětšení počtu vyzářených fotonů. Elektrony vstupující do undulátoru cítí elektromagnetická pole generovaná ostatními elektrony, čímž dochází ke změnám v jejich energiích, které jsou dále zvýrazněny magnetickým polem undulátoru. Dochází tak k rozdělení elektronového svazku s náhodně uspořádanými elektrony do několika shluků vzdálených od sebe  $\sim 0,1\text{nm}$  (relativistická kontrakce periody undulátoru). Tato struktura se nazývá 1-D relativistický elektronový krystal.



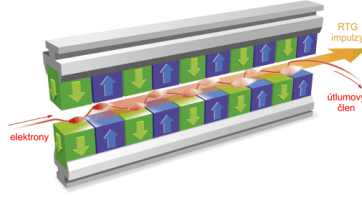
Obrázek 3.5: Základní schéma synchrotronu. V lineárním uryhlovači jsou elektrony urychleny elektrickým polem a poslány do kruhového uryhlovače (boosteru), kde jsou opět urychlovány na pracovní energii synchrotronu. Takto urychlené elektrony jsou přivedeny do akumuláčního prstence. Zde už nejsou urychlovány, je jim pouze dodávána energie vyrovnávající ztráty ke kterým dochází radiací synchrotronního záření. Převzato z [27].

Při vstupu elektronů do undulátoru není žádný vztah mezi jejich polohou a vlnovou délkou vyzařovaných vln. To vede k náhodné superpozici těchto vln, tzv. spontánní undulátorové radiaci, při níž je intenzita záření úměrná počtu elektronů  $N_e$ . Pokud ale budou jednotlivé elektronové svazky kratší než je vlnová délka přítomného záření (nebo bude-li jejich vzdálenost rovna této vlnové délce), dojde k superpozici vyzařovaných vln ve fázi, což vede k intenzitě úměrné  $N_e^2$  [30, 31]. FEL-nestabilita může být vyvolána vnějším elektromagnetickým polem (FEL zesilovač) nebo může být vyvolána přímo synchrotronovou radiací některých elektronů při vstupu do undulátoru (FEL se samozesílenou spontánní emisí - SASE FEL).

Manipulací s hodnotami aplikovaného magnetického pole a s energiemi elektronů můžeme ovlivňovat výslednou vlnovou délku záření (například pro GeV elektronový svazek můžeme dosáhnout vlnové délky  $\sim 0,1\text{nm}$ ).

V současné době je největším FEL laserem na světě LCLS laser (Linac Coherent Light Source) v laboratoři SLAC v Kalifornii, s délkou dva kilometry a s pokrytím vlnových délek  $0,13 - 6,2\text{nm}$  [28], nicméně v září roku 2017 by měl být naplno spuštěn evropský XFEL laser ve výzkumném centru DESY v Hamburku, dlouhý  $3,4\text{km}$ , s pokrytím vlnových délek  $0,05 - 4,7\text{nm}$  a energiemi  $25 - 0,26\text{keV}$  [29].

Všechna tato zařízení vyžadují relativistické elektrony, které jsou v dnešní době generovány neprakticky rozlehlými uryhlovači. Elektrony urychlené plazmovou vlnou by tyto potřebné rozměry výrazně zredukovaly. Průměry akumuláčních prstenců synchrotronů se navíc pohybují od několika metrů až po kilometry.



Obrázek 3.6: Undulátor. Urychlené elektrony jsou rozkmitány ve střídavém magnetickém poli. Na konci undulátoru jsou elektrony odvedeny magnetickým polem do útlumového členu. Převzato z [28].

### 3.1.3 Betatronové záření

Ukazuje se, že plazmová vlna se sama chová jako plazmový wiggler, jak již bylo naznačeno v kapitole 2.4 a na Obr.2.6. Oscilace elektronů uvnitř bubliny vedou ke generaci záření, které v tomto případě nazýváme **betatronové záření**. To bylo předpovězeno a pozorováno v roce 2004 a jednalo se o první metodu, která umožnila získat kolimované rentgenové fotony z laser-plazmového zdroje [34]. Betatronové oscilace jsou buzeny s betatronovou frekvencí

$$\omega_{\beta}(t) \simeq \frac{\omega_p}{\sqrt{2\gamma(t)}}, \quad (3.4)$$

kde  $\omega_p$  je plazmová frekvence a  $\gamma$  je Lorentzův faktor elektronů. Betatronové amplitudy ve směru osy  $x$  i  $y$  jsou během urychlování tlumeny jako  $\gamma^{-1/4}$ , betatronová frekvence  $\omega_{\beta}$  jako  $\gamma^{-1/2}$ . Počet těchto oscilací za čas, který elektrony potřebují k tomu, aby urazily rozfázovací délku, je  $\sim \frac{\gamma_{ph}}{2}$ , kde  $\gamma_{ph}$  je Lorentzův faktor plazmové vlny. Iontová bublina se může chovat jako undulátor nebo jako wiggler s periodou  $\lambda_u(t)$  a parametrem  $K(t)$ , které závisí na počáteční podmínkách injekce elektronů a na čase. Vyzářená energie je silně závislá na  $\gamma$  zatímco počet vyzářených fotonů v jedné periodě jedním elektronem  $\sim \gamma^{1/4}$ . Výsledné spektrum bude nejvíce ovlivněno elektrony na konci rozfázovací délky. Toto záření můžeme tedy popsat konstantními parametry  $\lambda_u$  a  $K$  definovanými na začátku této kapitoly.

Pro 100MeV elektron ( $\gamma \approx 200$ ), který je ovlivněn betatronovými oscilacemi s periodou  $\lambda_u \approx 150\mu\text{m}$  v plazmatu s hustotou  $n_e = 2 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$  a pro  $K \sim 10$ , je kritická energie záření  $\hbar\omega_c \sim 5\text{keV}$ . Pokud elektron dosáhne maximální energie po  $\sim 3$  betatronových periodách, počet vyzářených fotonů na jeden elektron je  $N_{\gamma} \sim 1$ . Uvážíme-li  $10^{8-9}$  elektronů v injektovaném svazku, získáme stejný počet fotonů. Tyto fotony jsou kolimovány do kužele s rozbíhavostí  $50\text{mrad} \times 5\text{mrad}$  [34]. Stejně jako v konvenčních synchrotronech tedy příčný relativistický pohyb produkuje kolimované rentgenové záření. V případě plazmové vlny je ale vlnová délka wiggleru v řádech  $\mu\text{m}$  místo  $\text{cm}$ , vzdálenost požadována k produkci kvalitního záření je v řádech jednotek  $\text{mm}$  namísto desítek  $\text{m}$  a energie elektronu může být mnohem menší  $\sim \text{MeV}$  oproti konvenčním  $\text{GeV}$  [35]. Další výhodou záření generovaného v plazmové vlně je jeho délka, která je v řádech femtosekund. Výsledné záření můžeme ovlivnit energií elektronů, amplitudou a frekvencí betatronových oscilací. Energie elektronů je limitována dostupným výkonem laserů. Je tedy snaha optimálně upravit oscilace. Toho se dosahuje například ovlivňováním hustotního profilu plazmatu [36] a rezonancí laserové frekvence s betatronovou [37].

### 3.1.4 Inverzní Comptonův rozptyl

Dalším možným zdrojem rentgenového a gama záření je **inverzní Comptonův rozptyl**, jež představuje neelastický rozptyl nízkoeenergetických fotonů na relativistických elektronech. Vztah pro energii

rozptýleného fotonu, při geometrii procesu zobrazené na Obr.3.7 a), je

$$E_\gamma = \frac{E_\omega(1 - \beta_{e,0} \cos \alpha)}{1 - \beta_{e,0} \cos \beta + \frac{E_\omega}{E_{e,0}}(1 - \cos(\alpha + \beta))}, \quad (3.5)$$

kde  $E_\omega$  je energie nalétávajícího fotonu,  $E_{e,0}$  je počáteční energie elektronu  $e_0^-$ ,  $\beta_{e,0}$  je rychlost nalétávajícího elektronu normalizovaná rychlostí světla,  $\alpha$  je úhel pod kterým nalétají  $\omega$  a  $e_0^-$ ,  $\beta$  představuje úhel mezi nalétávajícím  $e_0^-$  a rozptýleným fotonem  $\gamma$ . Energie rozptýleného fotonu v závislosti na energii elektronu je pro foton s počáteční energií  $E_\omega = 1,55\text{eV}$  zobrazena na Obr.3.7 b).

Diferenciální účinný průřez Comptonova rozptylu pro vysokoenergetické elektrony v klidové soustavě elektronu je dán Klein-Nishinovou rovnicí. V laboratorní soustavě je dán předpisem [39]

$$\frac{d\sigma}{\sin\beta d\beta} = \pi r_0^2 \frac{1 - \beta_{e,0}^2}{(1 - \beta_{e,0} \cos\beta)^2} f^2 \left( f + f^{-1} - 1 + \left( \frac{\cos\beta - \beta_{e,0}}{1 - \beta_{e,0} \cos\beta} \right)^2 \right), \quad (3.6)$$

kde  $r_0$  je klasický poloměr elektronu a  $f$  je poměr energií rozptylovaného a rozptýleného fotonu v klidové soustavě elektronu

$$f = \frac{1}{1 + \frac{\gamma(1+\beta_{e,0})E_\omega}{m_e c^2} \left(1 + \frac{\cos\beta - \beta_{e,0}}{1 - \beta_{e,0} \cos\beta}\right)}. \quad (3.7)$$

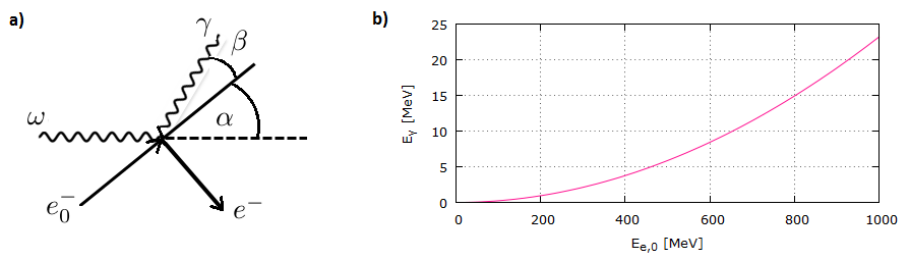
Účinný průřez je pro různé počáteční energie elektronů a pro počáteční energii fotonu  $E_\omega = 1,55\text{eV}$  zobrazen na Obr.3.8 b).

Maximální energii foton získá při čelní srážce, v našem případě tedy pro  $\alpha = 180^\circ$ . Z Obr.3.8, vidíme, že fotony se rozptylují do úzkého kužele ve směru rychlosti původních elektronů a získávají zde také největší energii. Délka emitovaného záření je přibližně rovna délce elektronového svazku [34], pro elektrony urychlené plazmou vlnou se jedná o řády femtosekund. Pro 100MeV elektronový svazek ( $\gamma \approx 200$ ) s nábojem 100pC a laserový impuls s parametrem  $a_0 = 0,5$  a vlnovou délkou  $\lambda = 800\text{nm}$ , bychom měli získat kolimované záření s energií  $\sim 200\text{keV}$ . Budeme-li uvažovat laserový impuls s deseti optickými cykly, pak je počet vyzářených fotonů na celý elektronový svazek  $\sim 10^7$  [34].

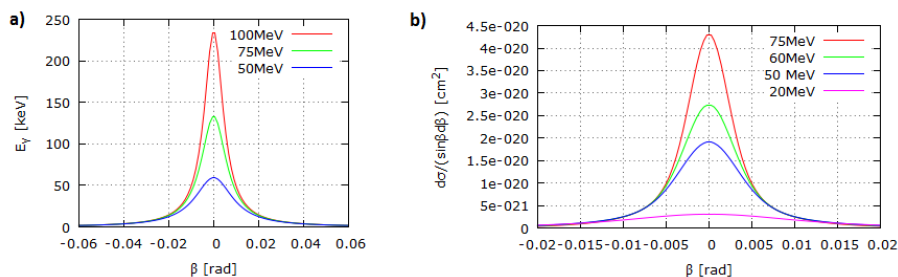
Spektrum výsledného záření závisí na energetickém rozdělení elektronů v elektronovém svazku. Podaří-li se zajistit monoenergetický svazek elektronů, bude výsledné záření také monoenergetické. Kontrola nad parametry výsledného záření je teoreticky velmi dobrá, můžeme je ovlivňovat změnami energií původních elektronů, fotonů, změnami v úhlech srážky. Nevýhodou inverzního Comptonova rozptylu je jeho malý účinný průřez. Je tedy potřeba zajistit velmi dobře kolimovaný elektronový svazek a intenzivní zdroj fotonů.

Jednou z možností realizace inverzního Comptonova rozptylu je použití jednoho laserového impulsu, který je rozdělen na dva svazky. Intenzivnější z nich je namířen na plynný terč, kde vytvoří plazmovou vlnu a urychlí elektrony, druhý je v protilehlém směru přiveden na konec plynného terče. Technicky je ale velice náročné zajistit, aby vůbec k interakci mezi elektronovým svazkem a laserovým impulzem, v prostoru i čase, došlo.

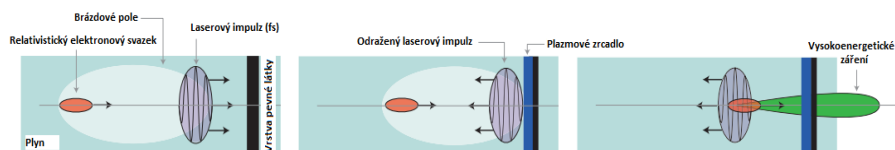
V roce 2012 byl uskutečněn jednodušší proveditelný experiment, který opět využívá jednoho laserového impulsu [34]. V tomto případě bylo za plynný terč ( $\sim 1\text{cm}$ ) umístěno sklo o tloušťce 1mm [40]. Laserový impuls vytvořil v plynném terči brázdové pole, které urychlilo elektrony. Na konci terče došlo k interakci impulsu se sklem, vytvořilo se nadkritické plazma (plazmové zrcadlo), impuls se odrazil (odrazivost  $\sim 70\%$ ) a interagoval s urychlenými elektrony. Schéma je zobrazeno na Obr.3.9. V tomto experimentu bylo dosaženo kolimované záření s energiemi několika 100keV [40].



Obrázek 3.7: a) Rozptyl fotonu na relativistickém elektronu. Zde  $\omega$  je rozptylovaný foton,  $\gamma$  je rozptýlený foton,  $e_0^-$  je nalétávající elektron,  $e^-$  představuje elektron po srážce. Elektron  $e_0^-$  svírá s nalétávajícím  $\omega$  úhel  $\alpha$ , a s rozptýleným  $\gamma$  úhel  $\beta$ . b) Závislost energie rozptýleného fotonu na počáteční energii elektronu pro  $E_\omega = 1,55\text{eV}$ .



Obrázek 3.8: a) Energetické rozdělení rozptýleného fotonu s počáteční energií  $E_{e,0} = 1,55\text{eV}$  v závislosti na úhlu  $\beta$  pro případ čelní srážky ( $\alpha = 180^\circ$ ). Jednotlivé křivky odpovídají různým počátečním energiím elektronů. b) Diferenciální účinný průřez v závislosti na úhlu  $\beta$ . Jednotlivé křivky odpovídají různým počátečním energiím elektronů.



Obrázek 3.9: Laserový impuls vytvoří v plynném terči brázdové pole, které urychlí elektrony. Náběhová hrana impulsu ionizuje vrstvu pevného materiálu, vznikne nadkritické plazma, dojde k odražení impulsu, k jeho interakci s elektronovým svazkem a ke vzniku vysokoenergetického záření inverzním Comptonovým rozptylem. Převzato z [40].



## Kapitola 4

# Vybuzení gigantické dipólové rezonance

V roce 1947 Baldwin a Klaiber experimentálně zkoumali fotojaderné reakce a pozorovali, že při vysokých excitačních energiích je účinný průřez těchto reakcí výrazně vyšší než se očekávalo [45]. Jev, který byl pozorován se nazývá **gigantická dipólová rezonance**. Jedná se o kolektivní excitaci v jádře, která není úplně prostudována a proto se k jejímu popisu vyvinula řada modelů. Gigantickou dipólovou rezonanci vykazují prakticky všechna jádra a jedná se tak o jejich obecnou vlastnost. V této kapitole budou uvedena základní fakta o gigantické dipólové jaderné rezonanci (GDR) a budou zmíněny některé z experimentů na její vybuzení.

### 4.0.1 Úvod do gigantické dipólové rezonance

Příklady některých účinných průřezů zobrazujících gigantickou dipólovou rezonanci jsou zobrazeny na Obr.4.1. Pro sférické jádro lze účinný průřez  $\sigma_{abs}$  absorpce fotonů jádrem aproximovat Lorentzovou distribucí

$$\sigma_{abs}(E_\gamma) = \frac{\sigma_R E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{GDR}^2}, \quad (4.1)$$

kde  $\sigma_R$  je maximum distribuce,  $E_{GDR}$  je energie a  $\Gamma_{GDR}$  šířka rezonance (FWHM) a  $E_\gamma$  je energie fotonu [45]. Šířka rezonance se pohybuje v rozpětí 4–8MeV (nejvyšší pro magická jádra), její energie je 8–40MeV [41].

Energie rezonance je závislá na nukleonovém čísle  $A$  [45]. V prvním z teoretických modelů gigantické dipólové rezonance, v GT modelu (Goldhaber a Teller, 1948 [42]), bylo odvozeno, že je tato energie úměrná  $A^{-1/6}$ . Tento model předpokládá, že protony a neutrony jsou uzavřené ve dvou různých, pohybujících se sférách, které se v každém čase překrývají, oscilují vůči sobě s opačnými fázemi. Rezonance je pak důsledkem těchto oscilací. Problémem tohoto modelu je právě závislost energie na  $A^{-1/6}$  [45], která se neshoduje s experimentálními daty.

Bylo usouzeno, že pro jádro není energeticky výhodný pohyb celé sféry protonů vůči sféře neutronů a vznikl tak další model, SJ model (Steinwedel a Jensen, 1950 [42]). V něm se uvažuje pohyb protonové a neutronové kapaliny vůči sobě v jedné sféře s neměnným povrchem (na povrchu jádra oscilace vymizí). Abychom obdrželi stojatou vlnu v takovém sférickém rezonátoru, musí být vlnová délka násobkem jeho poloměru  $R \sim A^{1/3}$ . Z této úvahy plyne, že energie je v tomto modelu  $E \sim$

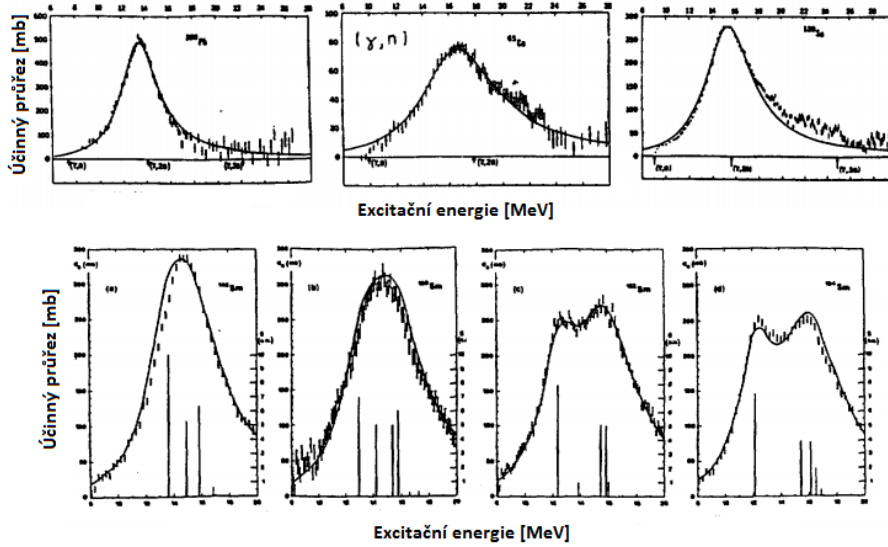
$1/R \sim A^{-1/3}$  [42]. Ilustrace GT a SJ modelu ze zobrazena na Obr.4.2. Pokud se protony a neutrony proti sobě pohybují ve fázi, mluvíme o isoskalární GDR. V opačném případě hovoříme o isovektorové GDR [42].

SJ model poskytoval lepší shodu s experimentálními daty a v minulosti byl skoro výlučně používán [43]. Nicméně oba tyto modely kladou nerealistické předpoklady na chování jádra a ani jeden z nich dostatečně dobře nepopisuje experimentální data. Byl proto vyvinut kapkový model GDR, ve kterém je pohyb neutronů a protonů popsán jako superpozice GT a SJ módu a všechny výpočty setrvačných sil jsou provedeny v rámci kapkového modelu. Dospělo se k tomu, že ve skutečnosti je více zastoupen GT mód a SJ mód se výrazněji projevuje až pro těžší jádra [43]. Energie rezonance je v tomto případě [45]

$$E_{GDR} = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6}. \quad (4.2)$$

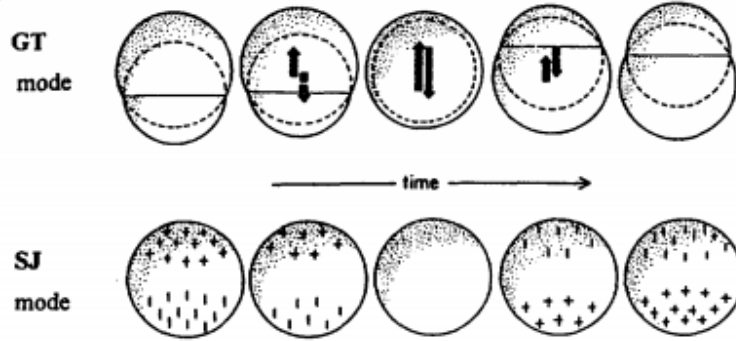
Tento model již velmi dobře popisuje experimentální výsledky [42].

Pro deformovaná jádra se gigantická dipólová rezonance ve spektru  $\gamma$  fotonů rozdělí na dvě komponenty, z nichž každá odpovídá oscilacím podél jednotlivých os symetrie (popis pomocí superpozice dvou Lorentzovských křivek), viz. Obr.4.1, kde je uveden příklad pro izotopy samaria  $^{152}\text{Sm}$  a  $^{154}\text{Sm}$ . Uvedme příklady parametrů GDR. Těžké sférické jádro  $^{208}\text{Pb}$  má střední energii  $E_{GDR} = 13,5\text{MeV}$  a šířku rezonance  $\Gamma = 4\text{MeV}$ , pro jádro  $^{197}\text{Au}$  je  $E_{GDR} = 13,7\text{MeV}$  a  $\Gamma = 4,76\text{MeV}$ . Pro nesférické jádro  $^{160}\text{Gd}$  (protáhlý tvar elipsoidu) je  $E_{GDR1} = 12,23\text{MeV}$ ,  $\Gamma_1 = 2,27\text{MeV}$  a  $E_{GDR2} = 15,96\text{MeV}$ ,  $\Gamma_2 = 5,28\text{MeV}$ . Zvláštní chování je pozorováno v lehkých jádrech, kde je GDR často rozdělena na více celků, např. pro  $^{28}\text{Si}$  má GDR čtyři zřetelně oddělené píky. Toto chování je připisováno efektům slupkového modelu [41]. GDR lze budít i na excitovaných stavech. V tomto případě bude energie rezonance součtem energie excitovaného jádra a energie GDR vybuzevané na základním stavu [41].



Obrázek 4.1: Gigantická dipólová rezonance v  $(\gamma, n)$  reakcích pro  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{120}\text{Sn}$  a pro izotopy samaria  $^{148}\text{Sm}$ ,  $^{150}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ . Jádra  $^{152}\text{Sm}$  a  $^{154}\text{Sm}$  jsou nesymetrická. Data jsou fitována křivkou 4.1. Převzato z [45].

Kromě dipólové rezonance se mohou u jader objevovat i rezonance vyšších řádů. Vizuální představu



Obrázek 4.2: Ilustrace GT a SJ modelu. U SJ modelu jsou zde zobrazeny pouze neutrony, + značí nadbytek neutronů, - jejich úbytek. Protony (nejsou zde zobrazeny) se pohybují v opačném směru, takže celková hustota zůstává konstantní. Převzato z [45].

těchto stavů lze pro sférické jádro získat pomocí vzorce popisujícího změnu tvaru jádra v čase [46]

$$R(t) = R_{av} + \sum_{\lambda \geq 1} \sum_{\mu = -\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi), \quad (4.3)$$

kde  $R(t)$  představuje bod na povrchu jádra se souřadnicemi  $(\theta, \phi)$ ,  $R_{av}$  je poloměr jádra v klidu,  $\lambda$  je orbitální moment hybnosti,  $\mu = -\lambda, -\lambda + 1, \dots, \lambda - 1, \lambda$  představuje počet orbitů v příslušné podslupce (dané  $\lambda$ ),  $\alpha_{\lambda,\mu} = \alpha_{\lambda,-\mu}$  je amplituda a  $Y_{\lambda,\mu}(\theta, \phi)$  představuje kulové funkce (bazické funkce v prostoru úhlů  $(\theta, \phi)$ ). Pro různé hodnoty  $\lambda$  platí

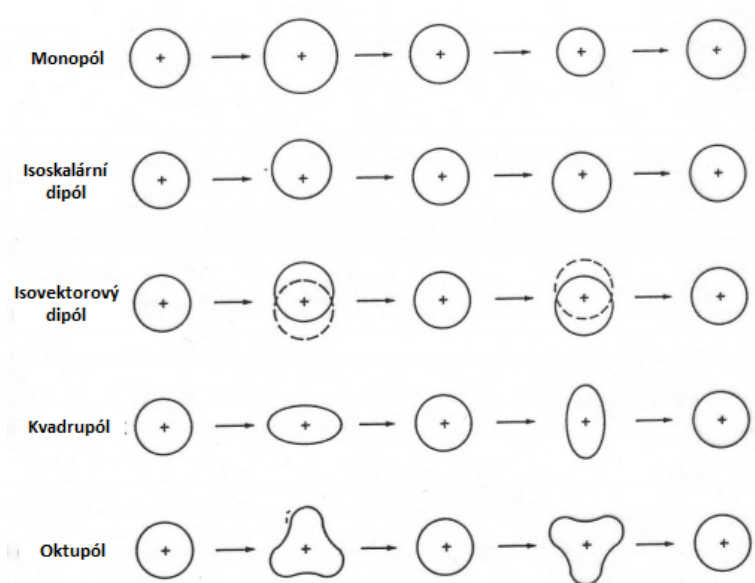
- $\lambda = 0 \rightarrow$  ke změně tvaru jádra nedochází, mění se ale jeho objem. Tento stav se nazývá monopólová rezonance a je klíčovým jevem v určování stlačitelnosti jaderné hmoty.
- $\lambda = 1 \rightarrow$  dipólová rezonance. Opět nedochází ke změně tvaru jádra.
- $\lambda = 2 \rightarrow$  kvadrupólová rezonance. Dochází ke změnám v tvaru jádra, ke které přispívají všechny nukleony.
- $\lambda = 3 \rightarrow$  oktapólová vibrace. Opět se všechny nukleony podílejí na změně tvaru jádra.

Jednotlivé stavy jsou zobrazeny na Obr.4.3.

## 4.0.2 Experimentální vybuzení GDR

Uvedme nyní některé z experimentů na vybuzení gigantické dipólové rezonance.

- V roce 2007 byl v zařízení SLIC (Saclay, Francie) proveden experiment využívající k vybuzení GDR titan-safírový laserový 10TW systém, který produkoval 65fs impulzy s energií 0,7J a vlnovou délkou  $\lambda = 800\text{nm}$ . Impulzy byly fokusovány mimoosým parabolickým zrcadlem ( $f/5$ ) na 4mm dlouhý heliový výtrysk. Hustota elektronů byla  $n_e \approx 2 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ . To odpovídá plazmové vlně s periodou  $T_p \approx 25\text{fs}$  a vlnové délce  $\lambda_p = 7,5\text{cm}$ . Vrstva LANEXU, stíněná měděnou fólií o tloušťce 0,3mm, byla umístěna 44mm od ohniskové roviny a posloužila jako zdroj informací o prostorovém rozdělení elektronů ve svazku. Dipólový magnet spolu s

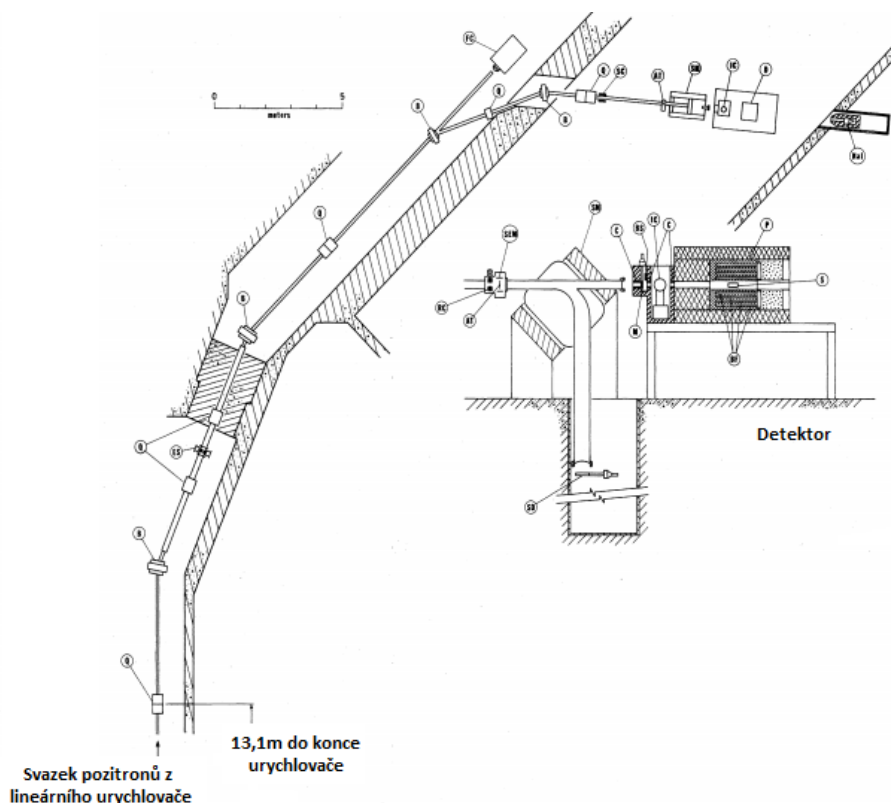


Obrázek 4.3: Ilustrace jednotlivých módů vibrací jádra. Převzato z [47].

LANEXem byl použit pro určení energetického rozdělení tohoto svazku. Během většiny laserových výstřelů byly zaznamenány kvazimonoenergetické kolimované elektronové svazky, jejichž energie se měnila v rozmezí 10–45 MeV. Tyto urychlené elektrony byly následně konvertovány na gama fotony procesem brzdného záření ve 2 mm tlusté vrstvě tantalu. Takto bylo získáno  $(3,74 \pm 0,14) \times 10^8$  fotonů (pro energie 8–17,5 MeV) na jeden joule energie laseru. Z této hodnoty byl také stanoven počet elektronů v elektronovém svazku na  $(7,32 \pm 0,26) \times 10^9$ . Vzniklé gama záření se využilo k aktivaci 4 mm tlusté vrstvy zlata. Energie GDR pro  $^{197}\text{Au}$  je  $E_{GDR} = 13\text{MeV}$  a šířka je  $\Gamma = 5\text{MeV}$ . V této fázi bylo provedeno 106 laserových výstřelů, kterými byly indukovány  $(\gamma, n)$  reakce v  $^{197}\text{Au}$ , což vedlo k zisku  $^{196}\text{Au}$  s aktivitou  $49,6 \pm 2,1\text{Bq}$ . Tato aktivita byla určena pomocí gama spektroskopie aktivovaného vzorku [44].

- Další metoda se liší především zdrojem monoenergetických fotonů, kterým je v tomto případě elektron-pozitronová anihilace. Svazek rychlých pozitronů s energií  $E_{e^+}$  byl namířen na tenkou vrstvu materiálu s nízkým protonovým číslem  $Z$ , čímž se vyprodukoval dopředný monoenergetický svazek fotonů s energií  $E_\gamma = E_{e^+} + 0,76\text{MeV}$ , kde  $E_\gamma$  je energie fotonu. Účinný průřez anihilace roste téměř lineárně s energií pozitronu, což platí i pro počet vyzářených fotonů. Pozitrony byly získány produkcí elektron-pozitronových párů z vysokoenergetických fotonů, které jsou důsledkem brzdného záření elektronů např. ve zlatě, wolframu nebo tantalu. Experimenty tohoto typu se prováděly převážně v laboratořích v Saclay a v Livermoru, kde byl k dispozici lineární urychlovač. V Saclay byly pozitrony generovány mimo urychlovač. V Livermoru byly pozitrony generovány přímo v urychlovači. Urychlené elektrony byly fokusovány kvadrupólovými magnety na materiál, kde došlo k brzdnému záření a následné produkci elektron-pozitronových párů. Za tímto bodem v urychlovači již byly urychlovány pouze pozitrony (urychlovač pracoval v opačné fázi než v případě urychlování elektronů). Následnou kombinací dipólových a kvadrupólových magnetů byly vybrány pouze pozitrony s požadovanou energií. Ty pak byly přivedeny na další terč, kde došlo k jejich anihilaci a tedy k produkci fotonů. Pozitrony byly následně odvedeny dipólovým magnetem do Faradayovy klece, zatímco

fotony pokračovaly v původní trajektorii, byly fokusovány v kolimátoru a převedeny na vzorek, ve kterém se vybudila GDR. Kolem tohoto vzorku byl umístěn  $4\pi$  detektor neutronů, skládající se z krychle parafínu ( $60\text{cm}^3$ , moderátor), v níž byly zabudovány  $^{10}\text{BF}_3$  detektory (ve čtyřech vrstvách, v každé 12 detektorů). Do detektoru mohlo být uloženo až osm vzorků, které bylo možno měnit bez přímého zásahu do detektoru. Mohlo být tedy provedeno více měření se stejným nastavením svazku a při stejné energii. Tok fotonů byl měřen ionizační komorou, která byla plněná xenonem [48]. Schéma experimentu v Livermoru je na Obr.4.4.



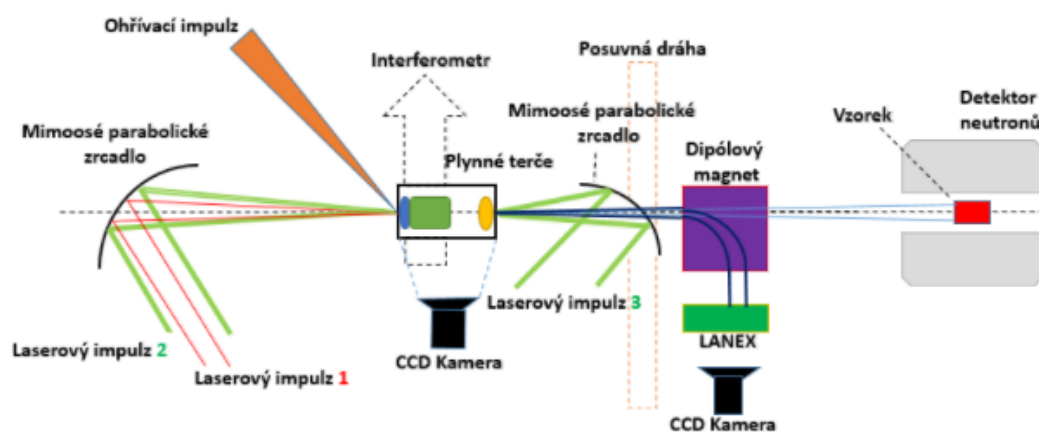
Obrázek 4.4: Schéma jednoho z experimentů na vybudění GDR. Zde B-dipólové magnety, Q-kvadrupólové magnety, ES-šterbina propouštějící pouze pozitrony s určitou energií, FC-Faradayova klec, SC-cívky, AT-anihilační terč, IC-ionizační komora, D-detektor, NaI-fotonový spektrometr. Vložený obrázek (detektor): RC-odstranitelný kolimátor, SEM-monitor snímající sekundární záření, SD-detektor odkloněného svazku, C-kolimátory, M-beam-tuning monitor, BS-beam shutter, S-vzorek, P-parafín, BF- $^{10}\text{BF}_3$  detektory. Převzato z [48].

## Kapitola 5

# Návrh experimentu

V této kapitole bude uveden základní návrh experimentu na proměření gigantické dipólové rezonance, který bude probíhat v badatelském centru PALS.

### 5.0.1 Základní návrh experimentu



Obrázek 5.1: Schéma experimentu na vybuzení GDR.

Popišme základní schéma navrženého experimentu, který využívá jako zdroj gama záření inverzní Comptonův rozptyl (zdroj kvazimonoenergetických fotonů) a je zobrazen na Obr.5.1. Experiment bude probíhat s 25TW Ti:Safírovým laserovým systémem, s hlavní vlnovou délkou  $\lambda = 800\text{nm}$ . Titan-safírovým laserem se typicky generují svazky 70–100MeV elektronů na vzdálenosti 1mm. Jak uvidíme dále, pro vybuzení GDR se potřebné energie elektronů pohybují okolo 700MeV. Urychlovací délka by tak měla být alespoň desetkrát delší. Kritický výkon potřebný k samovedení je pro hustotu  $n_e = 10^{18}\text{cm}^{-3}$  roven  $P_c = 28,7\text{TW}$ , což v našem případě není splněno. Volbou větší hustoty, např.  $n_e = 10^{19}\text{cm}^{-3}$ , získáme kritický výkon  $P_c = 2,87\text{TW}$  a k samovedení by docházelo. Tato hustota však nespĺňuje rezonanční podmínku pro generaci plazmové vlny. Je tedy nutné použít např. metodu Ignitor-Heator k vytvoření plazmového kanálu.

Laserový impuls 1 bude přiveden z pomocného laserového svazku a vytvoří v plynném terči volné,

téměř nepohyblivé náboje. Ohřívací impuls, přiveden z čerpacího laseru, způsobí expanzi plazmatu, čímž dojde k vytvoření kanálu. Rozdíl hustot uvnitř a vně kanálu musí pro efektivní vedení impulsu splňovat vztah 2.28. V našem případě, kdy bude laser fokusován mimoosým parabolickým zrcadlem s ohniskovou vzdáleností 326mm, je relativní hloubka kanálu  $\frac{\Delta n}{n} \leq 0,1$ .

Hlavní laserový impuls s energií 1J bude rozdělen na dva. První z nich, laserový impuls 2, bude mít energii 900mJ a bude mimoosým parabolickým zrcadlem s ohniskovou vzdáleností 326mm fokusován na plyný terč, kde vytvoří plazmovou vlnu. V tomto experimentu bude využito externí injekce elektronů pomocí hustotního skoku v plazmatu, proto je každý z plynů znázorněn jinou barvou a platí, že modrý plyn má vyšší hustotu než zelený, ve kterém bude docházet k urychlování elektronů. V určité vzdálenosti za zeleným terčem je žlutou barvou znázorněna plazmová čočka, která bude sloužit ke kolimaci urychlených elektronů.

Druhý z impulsů, laserový impuls 3 s energií 100mJ, bude opět fokusován mimoosým parabolickým zrcadlem (to bude umístěno na posuvné dráze) na výstup plazmové čočky a poslouží jako zdroj rozptýlených fotonů. Ze svazku rozptýlených fotonů budou odchýleny nerozptýlené elektrony pomocí dipólového magnetu a budou přivedeny na vrstvu LANEXu, scintilačního materiálu, který bude snímán kamerou a poskytne informaci o energetickém rozdělení elektronů. Rozptýlené záření ozáří vzorek, ve kterém může dojít ke GDR. Z pomocného laserového svazku bude druhá část (první - impuls pro Ignitor-Heator metodu) použita jako interferometr, který se použije jako diagnostika profilu plazmatu. Interakční komoru bude snímat kamera, která zaznamená Thomsonův rozptyl a poskytne informace o propagaci laserového impulsu. Neutrony z případného rozpadu GDR budou zaznamenány  $4\pi$  neutronovým detektorem.

Jako vzorek, na kterém se experiment provede, bylo srovnáním účinných průřezů pro jednotlivé prvky a uvážením jejich dostupnosti zvoleno olovo  $^{208}\text{Pb}$ . Budeme-li navíc usilovat pouze o vybuzení prvního stádia GDR, tj. reakce  $(\gamma, n)$ , mohou být dále využity produkty těchto reakcí, jimiž jsou stabilní izotopy  $^{207}\text{Pb}$  a následně  $^{206}\text{Pb}$ . Ty mají v rámci GDR také relativně vysoký účinný průřez. Základní informace o vlastnostech GDR pro tyto izotopy jsou zapsány v tabulce 5.1. GDR pro  $^{208}\text{Pb}$  je zobrazena na Obr.5.2.

Bylo vybráno pět hodnot energií fotonů, kterými budeme GDR budit. Ty jsou zapsány v Tab.5.2 spolu s potřebnými energiemi elektronů (pro případ čelní srážky). Na Obr.5.3 je vyobrazena závislost energie rozptýlených fotonů na úhlu srážky  $\alpha$  pro energie elektronů z Tab.5.2. Z něj je zřejmé, že stačí parametry experimentu nastavit pouze na jednu požadovanou hodnotu energie elektronů a pro proměření GDR stačí měnit úhel dopadu rozptýlených fotonů na relativistické elektrony (mimoosé parabolické zrcadlo na posuvné dráze). Pro energii elektronů  $E_{e,0} = 820, 80\text{MeV}$  a zvolené hodnoty  $E_\gamma$  jsou příslušné úhly srážek zapsány v Tab.5.3.

Izotop	$E_m[\text{MeV}]$	$\sigma_m[\text{mb}]$	$\Gamma[\text{MeV}]$
$^{208}\text{Pb}$	13,59	514	3,85
$^{207}\text{Pb}$	13,56	481	3,96
$^{206}\text{Pb}$	13,63	645	3,94

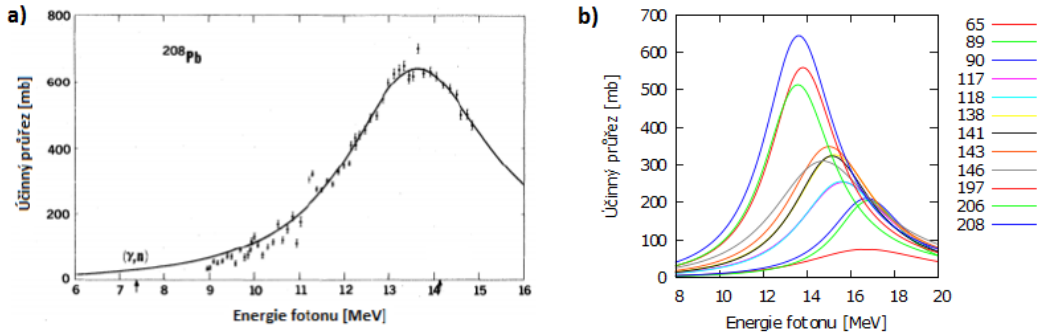
Tabulka 5.1: Hodnoty střední energie, účinného průřezu a šířky GDR. Data jsou převzána z [48].

Předpokládejme tedy, že budeme po plazmovém urychlovači požadovat urychlení elektronů např. na  $E_{e,0} = 820, 80\text{MeV}$ .

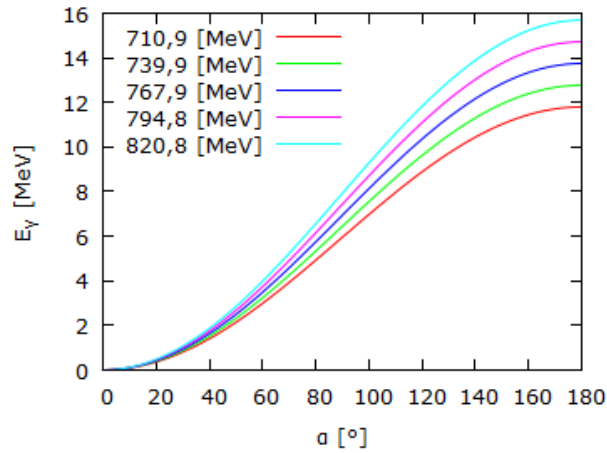
K efektivnímu vybuzení plazmové vlny dojde při splnění podmínky 2.21, což pro délku impulsu 40fs představuje hustotu  $n_e = 10^{18}\text{cm}^{-3}$  (kritická hustota je v našem případě  $n_{crit} = 1,7 \times 10^{21}\text{cm}^{-3}$ ). Rozdíly hustot plynů používané v metodě externí injekce elektronů na skoku hustot se pohybují v řádech jednotek [50]. Zvolme tedy hustotu prvního plynu jako  $n_1 = 4 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$  a hustotu druhého

$E_\gamma$ [MeV]	$E_{e,0}$ [MeV]
12	710,912
13	739,940
14	767,872
15	794,823
16	820,890

Tabulka 5.2: Potřebné energie elektronů  $E_{e,0}$  k získání vybraných hodnot energie rozptýlených fotonů  $E_\gamma$  pro případ čelní srážky. Energie rozptylovaného fotonu je  $E_\omega = 1,55\text{eV}$ .



Obrázek 5.2: a) Účinný průřez GDR pro  $^{208}\text{Pb}$ . Převzato z [48]. b) Účinné průřezy pro prvky s různými nukleonovými čísly  $A$  (legenda). Data převzata z [48].



Obrázek 5.3: Závislost energie rozptýleného gama fotonu  $E_\gamma$  na úhlu srážky  $\alpha$  pro energie elektronů uvedené v Tab.5.2. Energie rozptylovaného fotonu je  $E_\omega = 1,55\text{eV}$ .

jako  $n_2 = 10^{18}\text{cm}^{-3}$ . Optimální hodnotu bychom museli získat z experimentu nebo pomocí PIC-Particle in Cell simulací.

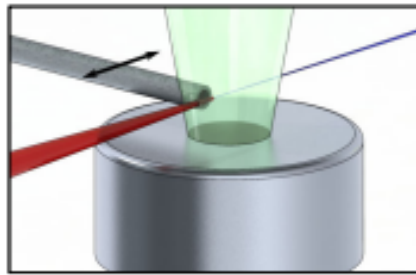
Elektrické pole v plazmové vlně je  $E_0 = 100\text{GV/m}$ . Požadované energie elektronů  $E_{e,0} = 820,80\text{MeV}$  tedy dosáhneme na délce  $8,20\text{mm}$  (délka druhého plynu). Jako zdroj plynů bude použit výtrysk



$E_\gamma$ [MeV]	$\alpha$ [°]
12	121,44
13	129,41
14	138,91
15	150,81
16	180,00

Tabulka 5.3: Energie rozptýlených fotonů  $E_\gamma$  a příslušné úhly srážek pro elektrony s energií 820,80MeV. Energie rozptylovaného fotonu je  $E_\omega = 1,55\text{eV}$ .

zobrazený na Obr.5.4. Rozfázovací délka ve druhém plynu je  $L_D = 56,75\text{mm}$ , na námi požadované urychlovací délce tedy nezačne docházet k přechodu elektronů do zpomalovací fáze bubliny.



Obrázek 5.4: Plynný výtrysk. Úzká pomocná trubička je vložena do plynného výtrysku a slouží jako další zdroj plynu, což vede k lokálnímu zvýšení hustoty plynu. Hustotní rozdělení dále můžeme ovlivňovat tlakem ve zdrojích plynů a polohou pomocné trubičky. Zelená barva značí plyn, červená laserový svazek a modrá urychlené elektrony. Převzato z [50].

Abychom dosáhli co nejlepší kolimace elektronového svazku, je ve vzdálenosti  $L$  od konce zeleného plynu umístěn další plynný terč (označen žlutou barvou), který poslouží jako plazmová čočka. Divergence elektronového svazku bez pokusu o jeho kolimaci je (na PALSu) přibližně  $\delta = 6,49\text{mrad}$  (1mm na 15cm). Poloměr svazku na konci urychlovací fáze, tj. ve vzdálenosti 8,2mm od počátku urychlování, je  $\phi = 27,34\mu\text{m}$ . Minimální divergence, které můžeme plazmovou čočkou dosáhnout, je dána vztahem 2.32, pro nás tedy  $\sigma_{\theta,min} = \frac{0,0273\text{mm}}{L}$ . Budeme-li předpokládat, že laserový svazek určený k rozptylu, je na konec čočky fokusován mimoosým parabolickým zrcadlem s ohniskovou vzdáleností 15cm, pak by pro co nejefektivnější překrytí (stejně velikosti ploch obou svazků) svazků, musela být teoreticky volena vzdálenost  $L = 10,4\text{mm}$  (pro 1mm dlouhou čočku). Optimální vzdálenost  $L$ , stejně tak jako hustota plynu sloužícího jako čočka, by musela být určena experimentálně a až po určení  $L$ , a tedy se znalostí plochy elektronového svazku na konci čočky, by bylo voleno mimoosé parabolické zrcadlo s vhodnou ohniskovou vzdáleností takovou, aby elektronový a fotonový svazek měli co nejvíce stejnou plochu a aby došlo k jejich přesnému překryvu.

## 5.0.2 Diagnostiky

Uvedme nyní základní principy diagnostik, které budou použity.

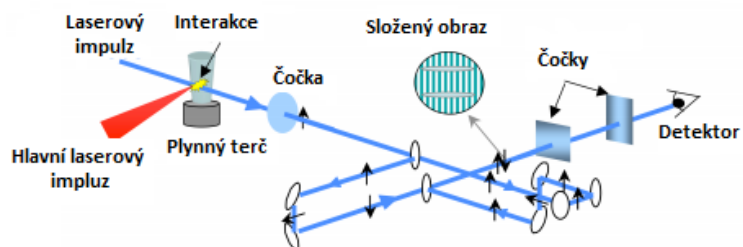
- **Magnetický spektrometr** bude použit pro získání informací o energetickém rozdělení elektronů. Nabitá částice se v konstantním magnetickém poli pohybuje po kruhové dráze. Poloměr  $r$  této dráhy je dán jako

$$r[\text{m}] = \frac{p[\text{GeV}/c]}{0,3B[\text{T}]}, \quad (5.1)$$

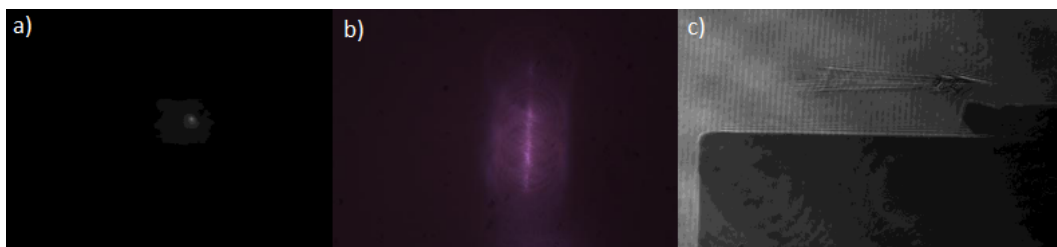
kde  $p$  je velikost hybnosti částice a  $B$  je velikost magnetické indukce. Částice s vyšší energií budou v magnetickém poli dipólového magnetu ohýbány méně a naopak. Elektrony s odlišnou energií se tedy v magnetickém poli dipólového magnetu oddělí a následně dopadají na scintilační vrstvu LANEXu, která je snímána CCD kamerou. Známe-li polohu, kde elektrony do magnetu vstoupily, můžeme takto určit jejich energii (jednotlivé pixely představují různé energie). LANEX spolu se CCD kamerou (bez magnetu) bude použit i jako diagnostika směrovosti a divergence elektronového svazku. Vrstva LANEXu musí být stíněna např. tenkou vrstvou hliníku. V případě energetického spektrometru kvůli fotonům, které mohou vzniknout např. přechodovým nebo synchrotronním zářením. V druhém případě např. kvůli laserovému a betatronovému záření.

- **Thomsonův rozptyl** vzniká, když volná nabitá částice interaguje s oscilujícím elektrickým polem laserového impulsu. V tomto poli dojde k urychlení náboje a tedy k jeho vyzařování. Účinný průřez Thomsonova rozptylu je inverzně závislý na kvadrátu hmotnosti částice, elektrony tedy budou rozptylovat záření podstatně více než ionty. Při vstupu laserového impulsu do plazmatu bude docházet k jeho silné interakci s okolními elektrony a můžeme říci, že s nimi interaguje v podstatě celý. Je tedy zřejmé, že s vytvářením plazmové vlny bude Thomsonův rozptyl zeslabovat. Toto záření bude snímat CCD kamera umístěna vně komory, a poskytne nám informace o propagaci laserového impulsu.
- **Interferometrem** bude snímán hustotní profil plazmatu. Část pomocného laserového impulsu s nízkou energií bude procházet plynnými terči a poté bude rozdělen na dva svazky, z nichž jeden bude prostorově obrácen. Následně umožníme interferenci těchto dvou svazků. Nastavíme-li interferometr např. tak, že plazma bude v horní části svazku, tj. dolní část považujeme za neporušenou, pak si tyto dva svazky poslouží jako vzájemná reference a můžeme tak určit fázový posun vzniklý díky různým indexům lomu. Tímto kontrolujeme hustotu plazmatu, což je důležité pro vybuzení vlny s očekávanou amplitudou. Schéma interferometru je zobrazeno na Obr.5.5.
- **Detektor neutronů** bude mít díky faktu, že jsou při rozpadu GDR neutrony vyzařovány izotropně,  $4\pi$  geometrii. Budeme-li uvažovat pouze první z kanálů rozpadu GDR, tj.  $^{208}\text{Pb} + \gamma \rightarrow ^{207}\text{Pb} + n$ , pak budou energie vyletujících neutronů v intervalu 3,6 – 8,6 MeV (pro energie nalétávajících fotonů 11 – 16 MeV). Rychlé neutrony budou nejdříve zpomaleny v moderátoru (např. voda). Následně budou dopadat do proporcionálního detektoru plněného  $\text{BF}_3$ , obohaceného izotopem  $^{10}\text{B}$ , který má vysoký účinný průřez pro zachyt neutronů. Tento detektor má zároveň nízkou efektivitu pro detekci gama záření. V komoře vznikne sekundární záření (probíhají reakce  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  [51]), které se bude detekovat scintilátorem. Díky tomu, že budeme využívat moderátor, ztratíme informaci o energii neutronů, což pro účely proměření GDR není podstatné. Pokud bychom chtěli detekovat i energii neutronů, použili bychom např. plastický scintilátor.

Při nastavování experimentu budou muset být proměřeny také vlastnosti rozptýleného gama záření (scintilátor, např. olovnaté sklo). Výstupy z jednotlivých diagnostik, použitých při pilotním experimentu, jsou zobrazeny na Obr.5.6.



Obrázek 5.5: Schéma interferometru. Převzato z [20].



Obrázek 5.6: Výstupy jednotlivých diagnostik. a) Profil elektronového svazku na LANEXu; b) Propagace laseru pozorovaná shora Thomsonovým rozptylem; c) Plazmový kanál pozorovaný z boku interferometrem.

## Kapitola 6

# Závěr

V této práci jsou shrnuty základní principy interakce elektromagnetického záření s plazmatem, vzniku brázdového pole a mechanismu urychlení elektronů v tomto poli. Jsou zde stručně popsány metody externí injekce elektronů do plazmové vlny a způsob vedení a kolimace laserového a elektronového svazku. Dále jsou uvedeny základní informace o vzniku rentgenového a gama záření spolu se základním přehledem o jejich zdrojích. Čtvrtá kapitola uvádí pojem gigantické dipólové rezonance a jsou zde popsány některé z již provedených experimentů na její vybuzení.

Nabyté znalosti jsou aplikovány v poslední části práce, kde je předložen návrh experimentu na vybuzení GDR. Předložený návrh je návrhem experimentu, který bude probíhat v badatelském centru PALS (Prague Asterix Laser System). Jako zdroj vysokoenergetického gama záření byl vybrán inverzní Comptonův rozptyl, který umožňuje získání monoenergetického kolimovaného svazku fotonů, a synchronizaci ultrakrátkých impulzů záření s laserovým impulzem. Vypočtené energie elektronů, které jsou při tomto experimentu potřebné, se pohybují okolo 700MeV.

V případě, že by nebyla možná generace elektronů s potřebnou energií, (pro srovnání: V červnu 2017 probíhal na PALSu experiment, jehož cílem bylo získat kvalitní elektronové svazky s energií 100MeV. Zde by se mohlo využít plazmového kanálu pro prodloužení interakční oblasti a získání vyšší energie.) se nabízí možnost využití brzdného záření. Jeho nespornou výhodou je, že stačí elektrony urychlit pouze na energii několika desítek MeV. Bohužel má ale velkou slabinu ve svém spojitém energetickém spektru, je-li totiž cílem vybuzení gigantické dipólové rezonance, pak si také musíme být jisti, že k ní doopravdy dochází. Navíc je počet vyzářených vysokoenergetických fotonů velmi malý.

# Literatura

- [1] Anon, (n.d.). Einstein coefficients. [online] [http : //www.astro.lu.se/Education/utb/ASTA21/pdf/Einstein%20co](http://www.astro.lu.se/Education/utb/ASTA21/pdf/Einstein%20co)  
[Převzato 5. 7. 2017].
- [2] Maiman, T. (1960). Stimulated Optical Radiation in Ruby. [online] [http : //laserfest.org/lasers/history/paper – maiman.pdf](http://laserfest.org/lasers/history/paper-maiman.pdf) [Převzato 24. 7. 2017].
- [3] Kulhánek P., Úvod do teorie plazmatu, 1st ed, Praha: AGA (2011).
- [4] Kulhánek, P., Plazma: Co je to plazma?, [online] Aldebaran.cz., [http : //www.aldebaran.cz/astrofyzika/plazma/basics.html](http://www.aldebaran.cz/astrofyzika/plazma/basics.html) [Převzato 17. 4. 2017] (2017).
- [5] Anon, Definice plazmatu, základní charakteristiky plazmatu, [online], [http : //ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH02.pdf](http://ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH02.pdf), [Převzato 17. 4. 2017] (2017).
- [6] Limpouch J., Úvod do fyziky plazmatu, [online] [http : //ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH02.pdf](http://ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH02.pdf) [Převzato 17. 4. 2017].
- [7] Tolar J., Vlnění, optika a atomová fyzika, [online] [http : //ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH02.pdf](http://ufmi.ft.utb.cz/texty/plazmochemie/PCH02.pdf) [Převzato 17. 4. 2017] (2014).
- [8] Boháček K., Návrh a optimalizace produkce svazků gama záření inverzním Comptonovým rozptylem femtosekundového elektronového svazku na femtosekundovém laserovém impulzu. Diplomová práce, FJFI ČVUT (2013).
- [9] Sharma A., Zoltan T., Ion acceleration in plasmas, [online] [http : //www.physics.ttk.pte.hu/files/TAMOP/ASH – TZIon\\_acceleration/04\\_Interaction\\_of\\_intense\\_laser\\_pulse\\_with\\_plasma.pdf](http://www.physics.ttk.pte.hu/files/TAMOP/ASH-TZIon_acceleration/04_Interaction_of_intense_laser_pulse_with_plasma.pdf) [Převzato 17. 4. 2017] (2012).
- [10] Bauer D., Theory of intense laser-matter interaction, [online] [http : //www.physik.uni – rostock.de/fileadmin/Physik/Bauer/tilmi.pdf](http://www.physik.uni-rostock.de/fileadmin/Physik/Bauer/tilmi.pdf) [Převzato 17. 4. 2017] (2006).
- [11] Esarey, E., Schroeder, C. and Leemans, W. (2009). Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, [online] [http : //bella.lbl.gov/wp – content/uploads/sites/42/2015/09/RevModPhys.81.1229.pdf](http://bella.lbl.gov/wp-content/uploads/sites/42/2015/09/RevModPhys.81.1229.pdf) [Převzato 19. 5. 2017].
- [12] Malka, V., Lifschitz, A., Faure, J. and Glinec, Y. (2006). Staged concept of laser-plasma acceleration toward multi-GeV electron beams, [online] Journals.aps.org. : [https : //journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.9.091301](https://journals.aps.org/prab/pdf/10.1103/PhysRevSTAB.9.091301) [Převzato 19.5.2017].

- [13] Tantawi, S., Dolgashev, V., Jansen, A., Li, Z., Fazio, M., Kemp, M. and Neilson, J. (2015). High Gradient RF Acceleration at SLAC. [online] [:https : //indico.cern.ch/event/358352/contributions/1770591/attachments/1142225/1636473/HighGradient\\_at\\_SLAC\\_Tantawi.pdf](https://indico.cern.ch/event/358352/contributions/1770591/attachments/1142225/1636473/HighGradient_at_SLAC_Tantawi.pdf) [Převzato 19. 5. 2017].
- [14] Aappsbulletin.org, Multi-GeV Electron Beam Generation by a Dual-Stage Laser-Wakefield Accelerator Pumped by Petawatt Laser Pulses, [online] [http : //www.aappsbulletin.org/myboard/read.php?id = 48&Page = 1&Board = focus&FindIt = &FindText =](http://www.aappsbulletin.org/myboard/read.php?id=48&Page=1&Board=focus&FindIt=&FindText=) [Převzato 20. 5. 2017].
- [15] Pukhov, A. and Meyer-ter-Vehn, J. (2002). Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime, [https : //link.springer.com/article/10.1007%2Fs003400200795](https://link.springer.com/article/10.1007%2Fs003400200795) [Převzato 20. 5. 2017].
- [16] Mirzaie, M., Li, S., Zeng, M., Hafz, N., Chen, M., Li, G., Zhu, Q., Liao, H., Sokollik, T., Liu, F., Ma, Y., Chen, L., Sheng, Z. and Zhang, J. (2015). Demonstration of self-truncated ionization injection for GeV electron beams.
- [17] Ekerfelt, H. (2015). Parametric study of density down-ramp injection in laser wakefield acceleration [online] [http : //lup.lub.lu.se/lwur/download?func = downloadFile&recordOId = 5368172&fileOId = 7357104](http://lup.lub.lu.se/lwur/download?func=downloadFile&recordOId=5368172&fileOId=7357104) [Převzato 20. 5. 2017].
- [18] Dreher, M., Self-Focusing of Relativistic Laser Beams [online] [http : //www2.mpg.mpg.de/lpg/research/selffoc/selffoc.html](http://www2.mpg.mpg.de/lpg/research/selffoc/selffoc.html) [Převzato 7. 6. 2017].
- [19] Macchi, A. (2012). A Superintense Laser-Plasma Interaction Theory Primer, [online] [http : //osirisop.df.unipi.it/ macchi/PLASMI/pr\\_notes.pdf](http://osirisop.df.unipi.it/macchi/PLASMI/pr_notes.pdf) [Převzato 8. 7. 2017].
- [20] Geddes, C. (2005). Plasma Channel Guided Laser Wakefield Accelerator, [online] [http : //inspirehep.net/record/703962/files/m639zw.pdf](http://inspirehep.net/record/703962/files/m639zw.pdf) [Převzato 8. 7. 2017].
- [21] Paschotta, D. Encyclopedia of Laser Physics and Technology - Rayleigh length, Rayleigh range, Gaussian beam, confocal parameter, [online] [https : //www.rp - photonics.com/rayleighlength.html](https://www.rp-photonics.com/rayleighlength.html) [Převzato 8. 7. 2017].
- [22] Volfbeyn, P. and Leemans, W., Experimental studies of laser guiding in plasma channels, [online] [http : //accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e98/PAPERS/THOB01A.PDF](http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e98/PAPERS/THOB01A.PDF) [Převzato 13. 6. 2017].
- [23] Thaur, C. et al. Demonstration of relativistic electron beam focusing by a laser-plasma lens. Nat. Commun. 6:6860 doi: 10.1038/ncomms7860 (2015).
- [24] S Corde et al (2012). Betatron emission as a diagnostic for injection and acceleration mechanisms in laser plasma accelerators, [online] [http : //iopscience.iop.org/article/10.1088/0741 - 3335/54/12/124023](http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/54/12/124023) [Převzato 17. 6. 2017].
- [25] Remi, L., Thaur, C., Guillaume, E., Lifschitz, A. and Malka, V. (2015), Laser-plasma lens for laser-wakefield accelerators, Hal.archives-ouvertes.fr. [https : //hal.archives - ouvertes.fr/hal - 01163713/document](https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01163713/document) [Převzato 17. 6. 2017].
- [26] Petráček, V. (2009). Subatomová fyzika 1.. [online] [https : //physics.fjfi.cvut.cz/files/predmety/02SF/common/subatomovka - book - obr - zc12.2.10.pdf](https://physics.fjfi.cvut.cz/files/predmety/02SF/common/subatomovka-book-obr-zc12.2.10.pdf) [Převzato 18. 7. 2017].

- [27] Source, D., How Diamond Works - Education - Diamond Light Source. [online] [http](http://www.diamond.ac.uk/Public/How-Diamond-Works.html) : [//www.diamond.ac.uk/Public/How-Diamond-Works.html](http://www.diamond.ac.uk/Public/How-Diamond-Works.html) [Převzato 18. 7. 2017].
- [28] Kulhánek, P. (2017). První světlo z tříkilometrového evropského laseru XFEL, [http](http://www.aldebaran.cz/bulletin/2017_16_xfel.php) : [//www.aldebaran.cz/bulletin/2017\\_16\\_xfel.php](http://www.aldebaran.cz/bulletin/2017_16_xfel.php) [Převzato 18. 7. 2017]
- [29] Xfel.eu., European XFEL- Research- Beamlines, [online] [http](http://www.xfel.eu/research/beamlines/) : [//www.xfel.eu/research/beamlines/](http://www.xfel.eu/research/beamlines/) [Převzato 18. 7. 2017].
- [30] Pellegrini, C. and Stohr, J. (2003). X-ray free-lasers - principles, properties and applications, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 500:33 – 40.
- [31] Brown, G., Halbach, K., Harris, J. and Winick, H. (1983). Wiggler and Undulator magnets - A Review. Nuclear Instruments and Methods, 208:65 – 77.
- [32] J., Mauřec, M., Hamilton, D., Edwards, R. and Magill, J. (2007), Bremsstrahlung production with high-intensity laser matter interactions and applications. [online] [http](http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/9/2/023/pdf) : [//iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/9/2/023/pdf](http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/9/2/023/pdf) [Převzato 22. 6. 2017].
- [33] www.eli-beams.eu. (2017). ELI Beamlines Newsletter. [online] [https](https://www.eli-beams.eu/static/ViewerJS/index.html#.../.../media/news/ELI_Beamlines_Newsletter_14.pdf) : [//www.eli-beams.eu/static/ViewerJS/index.html#.../.../media/news/ELI\\_Beamlines\\_Newsletter\\_14.pdf](https://www.eli-beams.eu/static/ViewerJS/index.html#.../.../media/news/ELI_Beamlines_Newsletter_14.pdf) [Převzato 25. 6. 2017].
- [34] Corde, S., Ta Phuoc, K., Lambert, G., Fitour, R., Malka, V., Rousse, A., Beck, A. and Lefebvre, E. (2013). Femtosecond x rays from laser-plasma accelerators. Reviews of Modern Physics, 85(1), pp.1-48.
- [35] Rousse, A., Phuoc, K., Shah, R., Pukhov, A., Lefebvre, E., Malka, V., Kiselev, S., Burgy, F., Rousseau, J., Umstadter, D. and Hulin, D. (2004). Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction. Physical Review Letters, 93(13).
- [36] Ta Phuoc, K., Esarey, E., Leurent, V., Cormier-Michel, E., Geddes, C., Schroeder, C., Rousse, A. and Leemans, W. (2008). Betatron radiation from density tailored plasmas. Physics of Plasmas, 15(6), p.063102.
- [37] Cipiccia, S., Islam, M., Ersfeld, B., Shanks, R., Brunetti, E., Vieux, G., Yang, X., Issac, R., Wiggins, S., Welsh, G., Anania, M., Maneuski, D., Montgomery, R., Smith, G., Hoek, M., Hamilton, D., Lemos, N., Symes, D., Rajeev, P., Shea, V., Dias, J. and Jaroszynski, D. (2011). Gamma-rays from harmonically resonant betatron oscillations in a plasma wake. Nature Physics, 7(11), pp.867-871.
- [38] www.esrf.eu. (2017). European Synchrotron Radiation Facility (ESRF). [online] [http](http://www.esrf.eu/) : [//www.esrf.eu/](http://www.esrf.eu/) [Převzato 1. 7. 2017].
- [39] Stepanek, J. (1998). Parametric study of laser Compton-backscattering from free relativistic electrons. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 412(1), pp.174-182.
- [40] Ta Phuoc, K., Corde, S., Thaury, C., Malka, V., Tafzi, A., Goddet, J., Shah, R., Sebban, S. and Rousse, A. (2012). All-optical Compton gamma-ray source. Nature Photonics, 6(5), pp.308-311.
- [41] Brink, D. (1988). Giant resonances in hot nuclei. Nuclear Physics A, 482(1-2), pp.3-11.

- [42] Speth, J. and Woude, A. (1981). Giant resonances in nuclei. *Reports on Progress in Physics*, 44(7), pp.719-786.
- [43] Myers, W., Swiatecki, W., Kodama, T., El-Jaick, L. and Hilf, E. (1977). Droplet model of the giant dipole resonance. *Physical Review C*, 15(6), pp.2032-2043.
- [44] Giulietti, A., Bourgeois, N., Ceccotti, T., Davoine, X., Dobosz, S., D'Oliveira, P., Galimberti, M., Galy, J., Gamucci, A., Giulietti, D., Gizzi, L., Hamilton, D., Lefebvre, E., Labate, L., Marquès, J., Monot, P., Popescu, H., Réau, F., Sarri, G., Tomassini, P. and Martin, P. (2008). Intense  $\gamma$ -Ray Source in the Giant-Dipole-Resonance Range Driven by 10-TW Laser Pulses. *Physical Review Letters*, 101(10).
- [45] Chomaz, Ph. (1998). Collective excitations in nuclei. *Joliot-Curie School of Nuclear Physics*, (p. 344).
- [46] Krane, K. (2005). *Introductory nuclear physics*. New York: John Wiley & Sons.
- [47] Veselý, P. (2015). Mikroskopický popis jaderné struktury. [online] [http : //www – ucjf.troja.mff.cuni.cz/ vesely/seminars/2015/proseminar\\_UCJF/proseminar\\_petr.pdf](http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~vesely/seminars/2015/proseminar_UCJF/proseminar_petr.pdf) [Převzato 4. 7. 2017].
- [48] Berman, B. and Fultz, S. (1975). Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons. *Reviews of Modern Physics*, 47(3), pp.713-761.
- [49] Hubbell, J., Gimm, H. and O/verbo/, I. (1980). Pair, Triplet, and Total Atomic Cross Sections (and Mass Attenuation Coefficients) for 1 MeV-100 GeV Photons in Elements Z=1 to 100. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 9(4), pp.1023-1148.
- [50] Hansson, M., Aurand, B., Davoine, X., Ekerfelt, H., Svensson, K., Persson, A., Wahlström, C. and Lundh, O. (2015). Down-ramp injection and independently controlled acceleration of electrons in a tailored laser wakefield accelerator. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, 18(7).
- [51] Kopecky, J. (1997). Atlas of Neutron Capture Cross Sections. [online] [http : //www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/public/28/060/28060364.pdf](http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/public/28/060/28060364.pdf) [Převzato 7. 7. 2017].