

Interakce laseru s pevným terčím jako neutronový zdroj

David Fridrich, Vojtěch Horný, Martin Jirka

České vysoké učení technické, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyzikální elektroniky,
Trojanova 13, 120 00 Praha 2

Abstrakt

Interakcí laserového záření s pevným terčím může docházet ke generaci částicových svazků. Vzniklé protony a deuterony mohou inicializovat jaderné reakce typu (p,n) a (d,n). Takto vzniklé neutrony mají velký aplikační potenciál, zejména v medicíně a nauce o materiálech.

V naší prvotní studii, která je však omezena velmi jednoduchým fyzikálním modelem, jsme ukázali, že konverzní účinnost ostřelujících částic na vzniklé neutrony je poměrně vysoká (cca 10^{-3} vzniklých neutronů na proton, resp. deuteron) a je tedy možno pomýšlet na uskutečnění modelových experimentů s výhledovou aplikací. Do dalších úvah je však třeba pečlivě zapracovat veškeré zanedbané parametry, připravit lepší fyzikální model a provést pokročilejší počítačové simulace.

Klíčová slova: neutronový zdroj, terč, jaderná reakce, pozitronové záření, laserové záření

1. Úvod do problematiky

Cílem tohoto článku je seznámit se s možnostmi generace neutronových svazků vysokointenzitním laserem a stanovit parametry neutronového zdroje na základě znalostí parametrů laseru a terčiku.

1.1. Uvažovaný fyzikální systém

Jsou známy metody urychlování protonů a lehkých iontů interakcí laserového záření s pevnou látkou, jedná se zejména o metody TNSA (target normal sheath acceleration) a RPA (radiation pressure acceleration) [1].

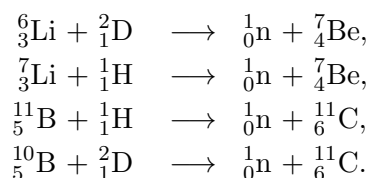
Uvedené metody umožňují získat rozličná spektra rozdělení energií produkovaných iontů či protonů včetně kvazimonoenergetických. Pro generaci protonů a deuteronů jsou vhodné materiály bohaté na vodík, jako třeba plasty.

Pro náš účel budeme uvažovat, že vzniká nízkodivergenční protonový či deuteronový svazek o rovnoměrném rozdělení energií. Tento svazek je nasměrován na druhotný terč, kde inicializuje jaderné reakce typu (p,n) či (d,n).

Vzhledem k charakteru uspořádání a dějů tak získáme nízkodivergenční svazek neutronů s jasně definovanou energií a hybností (zákony zachování pro jadernou reakci).

1.2. Uvažované jaderné reakce

Práce se věnuje výhradně reakcím lithia a boru



Na základě znalosti energie částic ve svazku vypočteme počet uskutečněných reakcí na jednu ostřelující částici a následně z parametrů

Emailové adresy: d.fridrich@volny.cz (David Fridrich), vojtech.horny@atlas.cz (Vojtěch Horný), martin.jirka@centrum.cz (Martin Jirka)

nalétávajícího svazku budeme schopni stanovit celkový výtěžek neutronů.

1.3. Dostupnost vhodných terčů

Společnost American Elements se věnuje výrobě širokého spektra materiálů pro výzkumné i čistě komerční záležitosti. Na jejich stránkách [2] si je možno objednat bor i lithium ve formě plátek různých tloušťek.

1.4. Zavedení základních veličin

Účinný průřez σ reakce udává pravděpodobnost uskutečnění jaderné reakce. Jde o počet reakcí na jedno jádro terčů za jednotku času, je-li terč ostřelován jednotkovým tokem částic, tedy jednou částicí na jednotku plochy terčů za jednotku času [3]. Jednotkou účinného průřezu je cm^2 , používá se i jednotka barn, platí

$$1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$$

Další potřebnou veličinou je *měrná reakční rychlost*

$$r = \sigma n, \quad (1)$$

kde n je částicová hustota terčů. Jedná se vlastně o počet reakcí na jednu dopadnuvší částici na jednotkovou délku terčů.

Celkový *měrný výtěžek* y , neboli počet vzniklých neutronů na jednu dopadnuvší částici lze snadno vyjádřit jako

$$y = \int_0^l r(x)dx, \quad (2)$$

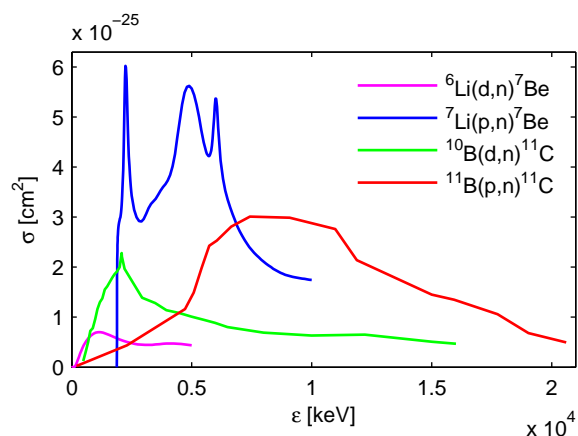
kde l je menší z veličin doletová vzdálenost částice v terčů a šířka terčů.

2. Potřebné počáteční znalosti

2.1. Účinné průřezy

Účinné průřezy bývají obecně závislé na energii srážky. V naší práci byly tyto závislosti

získány z webových databází [4] a [5] a vyneseny jsou v grafu na obrázku 1. Vybrané hodnoty jsou též uvedeny v tabulce v příloze. Je nutno podotknout, že ne pro všechny energie jsou tato data k dispozici. Tomuto omezení jsou pro také přizpůsobeny závěry této práce.



Obrázek 1: Závislost účinného průřezu σ na energii srážky ϵ v laboratorní soustavě pro reakce ${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$ [4], ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ [4], ${}^{10}\text{B}(d,n){}^{11}\text{C}$ [5] a ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$ [5].

2.2. Výpočet brzdícího výkonu iontů v terčů

V naší práci pro výpočet brzdícího výkonu byl použit Betheho vzorec [6]

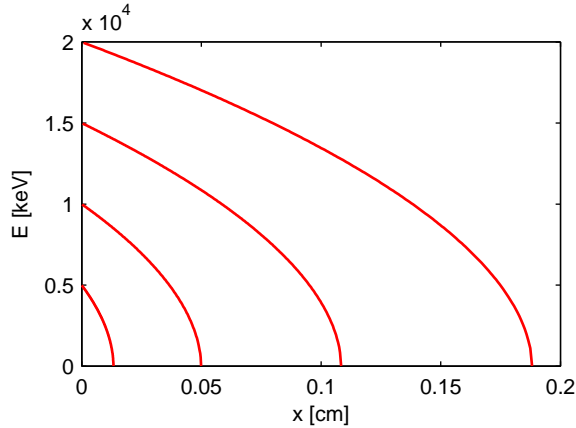
$$\frac{d\epsilon}{dx} = -78\,500 \frac{Z}{A\epsilon(x)} \ln \left(\frac{1.166\epsilon(x)}{J} \right). \quad (3)$$

Tento vzorec popisuje, jak se ubývá energie částice vzhledem k hloubce průniku právě v závislosti na okamžité energii. Ve vzorci se vyskytují mimo energie ϵ a prostorové souřadnici x ještě hmotové číslo A a protonové číslo Z materiálu terčů a charakteristický parametr každého materiálu J . Pro náš případ jsou hodnoty J :

materiál	J (eV)
lithium	40
bor	76

Na vztah 3 je možno nahlížet jako na diferenciální rovnici pro funkci $\epsilon = \epsilon(x)$. Tato rovnice byla řešena numericky s počáteční

podmínkou definovanou na okraji terčíku. Tvar počáteční podmínky bereme jako $\varepsilon(0) = \varepsilon_0$, kde ε_0 je energie nalétávajících protonů/deuteronů, u kterých předpokládáme rovnoměrné rozdělení rychlostí.



Obrázek 2: Závislost energie protonu E na vzdálenosti x v borovém terčíku pro různé hodnoty počáteční energie E_0 : $E_0 = 5$ MeV, $E_0 = 10$ MeV, $E_0 = 15$ MeV a $E_0 = 20$ MeV.

Výsledný tvar závislosti energie na hloubce průniku do terčíku je znázorněn na obrázku 2. Jako demonstrativní příklad byla zvolena závislost energie protonů na hloubce průniku do borového terčíku.

Závislosti pro ostatní kombinace nalétávajících částic a materiálů terčíků mají obdobný tvar, tedy že s nižší energií dochází ještě k výraznějšímu zpomalování.

V grafu je také vidět doletová vzdálenost částice v terčíku, je to hodnota, kde graf protne osu x . Doletová vzdálenost je řádově v milimetrech pro energie řádově v megaelektrovoltech. Nemá proto smysl používat terčíky tlustší než centimetr.

Částice v uvedeném rozmezí energií doletí přibližně čtyřikrát dále v lithiu než v boru. Protony doletí vždy nepatrně hlouběji než deuterony při stejných počátečních energiích.

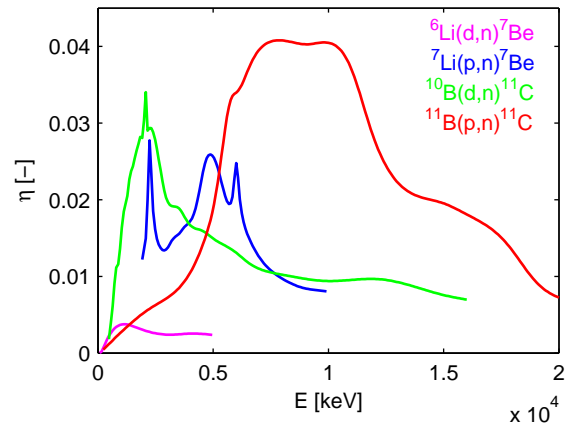
3. Výpočet výtěžku neutronů

Budeme postupovat podle vzorců (1) a (2).

3.1. Zanedbané brzdění

Pro situaci, kdy nezapočítáváme vliv brzdění je výpočet velmi snadný. Platí totiž $y(\varepsilon, l) = \sigma(\varepsilon)nl$, kde l je šířka terčíku. Hustotu n bereme z databáze WebElements [7] pro standardní podmínky.

Graf na obrázku 3 vykresluje závislost počtu vzniklých neutronů na jeden dopadnuvší proton či deuteron o energii E .



Obrázek 3: Poměr η vzniklých neutronů ku dopadnuvším protonům/deuteronům v závislosti na energii svazku E za předpokladu 1cm terčíku bez započtení brzděného výkonu pro reakce ${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}(d,n){}^{11}\text{C}$ a ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$.

Je zřejmé, že grafy kopírují tvar závislosti účinného průřezu na energii. Skutečnost, že na generaci jednoho neutronu by bylo ve většině případů třeba méně než sta protonů či deuteronů, je povzbudivá.

3.2. Zohlednění brzděného výkonu

Zajímavější výsledky nabízí výpočet se zohledněním brzděného výkonu. Pro demonstraci v tomto dokumentu jsme zvolili terčík širší, než je doletová vzdálenost částic materiálu terčíku.

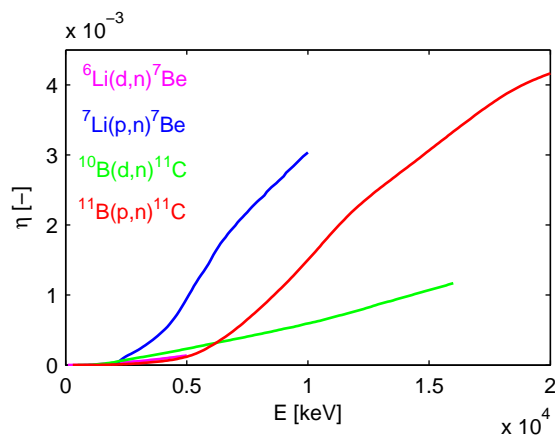
Bylo třeba vypočítat integrál

$$y(\varepsilon_0) = \int_0^{L(\varepsilon_0)} r(\varepsilon(x))dx. \quad (4)$$

V praxi výpočet probíhal následujícím způsobem:

1. Určili jsme závislost energie částice na hloubce průniku do terčíku.
2. Určili jsme doletovou vzdálenost L řešením $\varepsilon(L) = 0$.
3. Provedli jsme samotnou integraci obdélníkovou metodou.

Výsledky našich výpočtů jsou opět graficky znázorněny na obrázku 4.



Obrázek 4: Poměr η vzniklých neutronů ku dopadnuvším protonům/deuteronům v závislosti na energii svazku E za předpokladu tlustšího terče než je doletová vzdálenost ostřelujících částic a se započtením brzdícího výkonu pro reakce ${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}(d,n){}^{11}\text{C}$ a ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$.

Závislosti mají naprosto jiný tvar, než v předchozím příkladě. Prokázali jsme tímto, že opomenutí brzdícího výkonu má signifikantní vliv na správnost predikce neutronového výtěžku.

3.3. Diskuse k jednotlivým reakcím

Nejvhodnější reakcí pro generaci neutronových svazků se jeví reakce ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Jednak získat protonový svazek je snadnější, než získat deuteronový svazek, jednak tato reakce vyžaduje poskytuje uspokojivý výtěžek už při použití protonů o energii pod 10 MeV. Pro energii 10 MeV vzniknou z 1 000 dopadnuvších protonů 3 neutrony. Nevýhodou této reakce je však nízký účinný průřez pro energie pro 200 keV. Pro tyto energie není možno počítat

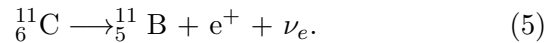
s tím, že by nějaké postřehnutelné množství neutronů vzniklo.

Pro vyšší energie protonů už se již vyplatí použít terč z materiálu ${}^{11}\text{B}$. Pro energie protonů nad 10 MeV již brzdný výkon není tak silný, protony proniknou hluboko do terčíku a výrazně se tak zvýší počet uskutečněných reakcí. Např. pro energii 20 MeV získáme více než 4 neutrony na 1000 dopadnuvších protonů.

Ostřelování deuteronů již tak vysoké neutronové výtěžky neslibuje, naše výpočty nepředpokládají vyšší zisk než jeden neutron na 1 000 deuteronů.

4. Generace pozitronů

Při uvažovaných jaderných reakcích boru vzniká jako produkt radioaktivní izotop ${}^{11}\text{C}$ s poločasem rozpadu 20,3 min [7]. Tento izotop podléhá rozpadu



Vzniká tak pozitron, jež je možno dále využívat, například pro PET – pozitronovou emisní tomografii. Podívejme se, zda je možné produkovat pozitrony interakcí laseru s terčíkem.

4.1. Rešerše

V loňském roce bylo demonstrováno [8], že interakcí laserového svazku o intenzitě $4,5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ s opakovací frekvencí 50 fs s nanovláknem z vody (sníh) ke možno metodou TNSA generovat protony o energii (5,5–7,5) MeV. Bylo naměřeno celkem $(4\,708 \pm 707)$ protonů na steradián a jednu střelu.

V závěru článku [8] je zmíněno, že vylepšením uspořádání experimentu a zlepšením parametrů terčíku je možno výrazně zlepšit počet generovaných protonů a jejich úhlovou divergenci.

4.2. Modelový příklad

Jelikož parametry experimentu jsou velmi podobné Ti:safírovému laseru, jež byl zadán pro tuto práci (energie 0,9 J, délka pulzu 40 fs, opakovací frekvence 10 Hz, možnost fokuzace $10^{18} - 10^{20} \text{ W/cm}^2$), zadejme si následující úlohu.

K dispozici máme nízkodivergenční zdroj protonů o parametrech:

veličina	hodnota
intenzita	$4.5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$
opakovací frekvence	10 Hz
energie protonů	7 MeV přesně
počet protonů	1 000 000/střela

Zjistíme, zda je možné takový protonový svazek využít jako zdroj pozitronů.

Rovnice popisující počet N jader ^{11}C má tvar

$$\frac{dN}{dt} = Ry - \lambda N, \quad (6)$$

kde R je tok protonů k terčíku a λ je rozpadová konstanta, přičemž platí

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T},$$

kde T je poločas rozpadu. Počáteční podmínka je zřejmá

$$N(0) = 0.$$

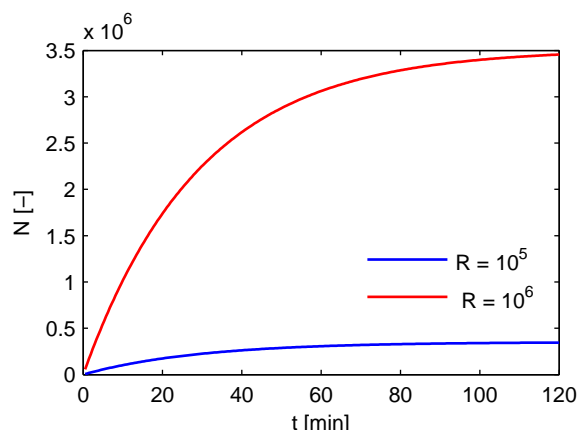
Diferenciální rovnice (6) má řešení

$$N(t) = \frac{Ry}{\lambda} \left(1 - e^{-\lambda t}\right) \quad (7)$$

a dále platí

$$\lim_{t \rightarrow \infty} N(t) = \frac{Ry}{\lambda}. \quad (8)$$

Výsledek ve znázorněn na grafu 4.2. Náběhová doba, tedy doba, než se pozitronový zdroj dostane do fáze kontinuálního běhu je přibližně 100 minut.



Obrázek 5: Závislost počtu vyzářených pozitronů N na čase t pro dopadající tok protonů na terčík $R = 10^5 \text{ s}^{-1}$ a $R = 10^6 \text{ s}^{-1}$. Je uvažována reakce $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ pro intenzitu laseru $4,5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$.

4.3. Využitelnost svazku

Omezením tohoto způsobu generace je velmi nízký výtěžek pozitronů. Například pro onkologickou aplikaci jsou potřeba zdroje o aktivitě 200-400 MBq [9]. Snadným výpočtem zjistíme, že při počtu 3×10^6 jader ^{11}C s poločasem rozpadu 20,3 minuty očekáváme aktivitu přibližně 1 250 Bq.

Jelikož je ale aktivita přímo úměrná počtu jader ^{11}C a ten je přímo úměrný toku protonů do terčíku, při výrazném zvýšení (o 5 řádů) toku protonů by bylo výhledově možné využít interakci laserového záření s pevným terčíkem a druhotné jaderné reakce protonu s borovým terčíkem pro generaci β^+ záření.

Zde je nutno podotknout, že jsme dosud předpokládali pouze laserové intenzity $\sim 10^{17} \text{ W/cm}^2$. V zadání tohoto projektu bylo ale povoleno předpokládat intenzity laseru až do řádů 10^{20} W/cm^2 . Při těchto intenzitách lze očekávat výrazný nárůst počtu urychlených protonů o vyšších energiích.

4.4. Další vylepšení

Při případném vysokém toku protonů lze výrazně urychlit dobu do nasycení tím, že po spuštění systému nastavíme vyšší intenzitu laseru, tedy tímto získáme vyšší tok protonů.

Náběh by se urychlil a ve vhodný okamžik před dosažením očekávané intenzity β^+ záření by byla opakovací frekvence snížena. Rovnovážný stav by nastal rychleji.

5. Shrnutí

Článek je prvotní studií k problematice druhotné generace neutronových svazků pomocí jaderné reakce protonů či deutronů urychlených interakcí laserového pulsu s pevnou látkou s lithiovým a borovým terčíkem.

Nejvyšší výtěžky pro energie nalévající částic pod 10 MeV poskytuje reakce ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, při energii protonů 10 MeV očekáváme vznik 3 neutronů na 1 000 dopadnuvších protonů. Pro vyšší energie dominuje reakce ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$.

Mezi hlavní nedostatky modelu patří zejména předpoklad uniformního rozdělení energií vzniklých protonů či deutronů a opomenutí úhlové divergence vzniklých protonových i neutronových svazků.

Oproti tomu zvláštní péče byla věnována zachycení efektů brzdění ostřelujících částic při průchodu terčíkem a prokázána signifikantní chyba stanovení neutronového výtěžku při zanedbání tohoto jevu.

Článek se také okrajově věnoval možné aplikaci β^+ záření uvolněného radioaktivním rozpadem uhlíku ${}^{11}\text{C}$, jenž vzniká jako produkt reakce ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$. Pozitronové zisky jsou však zatím příliš nízké pro aplikaci, nicméně existují předpoklady pro jejich výrazné zvýšení.

6. Poděkování

Tento článek vznikl v zimním semestru roku 2011 jako seminární práce k předmětu 12FVHE (Fyzika vysokých hustot energie) na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT.

Autoři děkují za podnětné diskuse vedoucímu předmětu prof. Ladislavu Drškovi, CSc.

Literatura

- [1] J. Badziak, Opto-Electronics Review 15 (2007) 1–12.
- [2] American elements, <http://www.americanelements.com>, 2011.
- [3] S. Atzeni, J. M. ter Vehn, The physics of inertial fusion: beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter, Oxford University Press, 2004.
- [4] National nuclear data center. databáze sigma, 2011.
- [5] Exfor: Experimental nuclear reaction data, 2011.
- [6] D. Joy, A. Romig, J. Goldstein, Principles of analytical electron microscopy, Springer, 1986.
- [7] Webelements.com, 2011.
- [8] A. Zigler, T. Palchan, N. Bruner, E. Schleifer, S. Eisenmann, Z. Henis, M. Botton, S. Pikuz, A. Fafenov Jr, D. Gordon, et al., Arxiv preprint arXiv:1011.0632 (2010).
- [9] Wikipedia.org, positron emission tomography, 2011.

Tabulka .1: Hodnoty účinného průřezu σ v závislosti na energii srážky ε v laboratorní soustavě pro reakce ${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}(d,n){}^{11}\text{C}$ a ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$.

ε [keV]	σ [cm ²]			
	${}^6\text{Li}(d,n){}^7\text{Be}$	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	${}^{10}\text{B}(d,n){}^{11}\text{C}$	${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$
480	$4,20 \cdot 10^{-26}$		$1,21 \cdot 10^{-26}$	$8,11 \cdot 10^{-27}$
1100	$6,99 \cdot 10^{-26}$		$1,21 \cdot 10^{-25}$	$2,04 \cdot 10^{-26}$
2082	$5,38 \cdot 10^{-26}$	$3,26 \cdot 10^{-25}$	$2,28 \cdot 10^{-25}$	$3,96 \cdot 10^{-26}$
2240	$4,99 \cdot 10^{-26}$	$6,02 \cdot 10^{-25}$	$1,94 \cdot 10^{-25}$	$4,26 \cdot 10^{-26}$
2900	$4,49 \cdot 10^{-26}$	$2,91 \cdot 10^{-25}$	$1,41 \cdot 10^{-25}$	$6,16 \cdot 10^{-26}$
4900	$4,44 \cdot 10^{-26}$	$5,62 \cdot 10^{-25}$	$1,02 \cdot 10^{-25}$	$1,32 \cdot 10^{-25}$
5690		$4,22 \cdot 10^{-25}$	$9,23 \cdot 10^{-26}$	$2,38 \cdot 10^{-25}$
5990		$5,36 \cdot 10^{-25}$	$8,85 \cdot 10^{-26}$	$2,51 \cdot 10^{-25}$
10000		$1,74 \cdot 10^{-25}$	$6,34 \cdot 10^{-26}$	$2,87 \cdot 10^{-25}$
16000			$4,70 \cdot 10^{-26}$	$1,34 \cdot 10^{-25}$