

# **AUTOREFERAT**

**Dr Sławomir Jabłoński**

*Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy  
Hery 23, 01-497 Warszawa*



---

## AUTOREFERAT

### Dane osobowe:

Imię i nazwisko: **Sławomir Jabłoński**

Data i miejsce urodzenia: 15.03.1961 r. Milanówek

Miejsce zatrudnienia: Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy  
im. S.Kaliskiego, 01-497 Warszawa, Hery 23

### Posiadane dyplomy, stopnie naukowe:

#### Dyplom magistra chemii, 1986

Uniwersytet Warszawski, Wydział Chemii Podstawowej i Stosowanej

Tytuł pracy magisterskiej:

*„Zastosowanie izopropylocykloheksylokarbodiimidu w syntezie peptydów”*

#### Dyplom doktora fizyki, 1998

Politechnika Warszawska, Wydział Fizyki i Matematyki Stosowanej

Tytuł rozprawy doktorskiej:

*„Modelowanie generacji krótkich impulsów światła w laserach  
ekscymerowych”*

Promotor: Prof. dr hab. Jan Badziak

Recenzenci: Prof. dr hab. Adam Kujawski

Dr hab. inż. Jan Owsik

### Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

od 2017	Adiunkt w Zakładzie Fuzji Jądrowej i Spektroskopii Plazmy w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy
1998 – 2017	Adiunkt w Zakładzie Fuzji Laserowej w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy
1991 – 1998	Asystent w Zakładzie Plazmy Laserowej w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy
1986 – 1991	Asystent w Samodzielnym Laboratorium Technologicznym w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy

## **Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art.16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65 poz. 595 ze zm.)**

### **a.) tytuł osiągnięcia naukowego:**

„Badania procesów akceleracji tarcz plazmowych przy użyciu laserów dużej ( $I_L < 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ) i wielkiej mocy ( $I_L > 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ) przy wykorzystaniu modelowania komputerowego”

### **b.) wprowadzenie do autoreferatu:**

Wytwarzanie wysokoenergetycznych wiązek jonowych powstałych w wyniku oddziaływania promieniowania laserowego o wysokiej intensywności z tarczami stałymi może znaleźć zastosowanie w wielu obszarach nauki, techniki i medycyny. Te możliwe zastosowania wiązek jonowych mogą być z grubsza podzielone na dwie grupy. Pierwsza z nich zawiera na przykład, fizykę jądrową i fizykę cząstek elementarnych, hadronową terapię antynowotworową oraz radiografię protonową dla których to zastosowań wymagane są wysokie energie jonów (od dziesiątek do tysięcy MeV, a nawet więcej) oraz możliwie wąskie widma energetyczne, natomiast moce wiązek jonowych  $P_i$  i ich intensywności  $I_i$  mogą być umiarkowane. Do drugiej grupy zaliczyć można fizykę wysokiej gęstości energii (HEDP High Energy-Density Physics) oraz zagadnienia szybkiego zapłonu jądrowego (FI Fast Ignition) w fuzji inercyjnej jak również implementację jonów albo wytwarzanie radioizotopów używanych w emisyjnej tomografii pozytronowej. W tym przypadku za dostateczną, średnią energię wiązek jonowych przyjmuje się wartość  $< 10 \text{ MeV}$ , ale ich moce oraz intensywności powinny być bardzo wysokie.

Na przykład, dla FI wymaga się aby średnia energia protonów  $\langle E \rangle \sim 3 - 5 \text{ MeV}$ ,  $I_i > 5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  i  $P_i \sim 1 \text{ PW}$ . Jednakże w ostatniej z wymienionych grup zastosowań, monoenergetyczność wiązek jonowych nie jest zazwyczaj wymagana podczas gdy pożądane jest dobre skolimowanie takich wiązek, albo nawet możliwość ich ogniskowania.

Dobrze rozpoznaną metodą laserowego wytwarzania skolimowanych wiązek jonów o wysokich energiach jest tzw. metoda TNSA (target normal sheath acceleration). W metodzie tej przyspieszane są jony w tylnej części tarczy przez tzw. wirtualną katodę utworzoną przez gorące elektrony akcelerowane przez wiązkę laserową we frontowym obszarze tarczy. Zostało udowodnione przez kilkanaście grup badawczych, że dla relatywistycznych intensywności  $I_L$  (np. dla  $I_L \lambda_L^2 > 10^{18} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2$ , gdzie  $\lambda_L$  to długość fali lasera) TNSA jest w stanie wyprodukować skolimowane wiązki jonów o maksymalnych energiach rzędu dziesiątek MeV w przypadku protonów lub kilkunastu MeV na nukleon w przypadku cięższych jonów. Również wykazano wysoką monoenergetyczność takich wiązek jonów ( $\Delta E_i / \langle E_i \rangle \sim 10\%$ ). Jednakże, gęstości wiązek TNSA są raczej niskie ( $< 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) i w rezultacie tego intensywność wiązki jonowej  $I_i = n_i \cdot v_i \cdot E_i$ , czy gęstość prądu jonowego  $j_i = Z \cdot e \cdot n_i \cdot v_i$  jest umiarkowana ( $Z$  – ładunek jonów,  $e$  – ładunek elementarny,  $n_i$ ,  $v_i$  i  $E_i$  – to odpowiednio: gęstość, prędkość i energia jonów).

W celu wytworzenia wiązek jonowych o wysokich intensywnościach i mocach niezbędnych do zastosowania w drugiej z wymienionych grup, bardziej obiecującą metodą wydaje się być tzw. metoda SLPA (Skin-Layer Ponderomotive Acceleration) (także opisywana jako RPA Radiation Pressure Acceleration). W metodzie tej siła ponderomotoryczna indukowana przez krótki impuls laserowy w pobliżu gęstości krytycznej prowadzi do generacji gęstych wiązek jonowych o gęstościach porównywalnych (lub

---

większych niż) gęstość krytyczna plazmy. Ponieważ gęstości te są ok. tysiąc razy większe niż w przypadku TNSA to nawet przy umiarkowanych wartościach energii, intensywności i gęstości prądów jonowych dla metody SLPA są ekstremalnie wysokie, dużo wyższe niż w przypadku metody TNSA. Bardzo wysokie intensywności wiązek SLPA w połączeniu z bardzo krótkimi czasami trwania takich impulsów jonowych (pikosekundy, subpikosekundy) stwarzają realne podstawy do zastosowania tej metody dla potrzeb HEDP oraz szybkiego zapłonu termojądrowego FI.

Zgłoszone osiągnięcie naukowe dotyczy badań nad różnymi aspektami wykorzystania metody SLPA jako wydajnego źródła wiązek jonowych o wysokich wartościach intensywności i gęstości prądów. W swoich pracach podjąłem się badań nad takimi zagadnieniami, jak optymalizacja akceleracji pod względem efektywności przekazywania energii z wiązek laserowych do napędzanych tarcz jonowych, zbadaniu nowatorskich warunków przeprowadzania procesu akceleracji (zbadanie nowej, opracowanej przez naszą grupę metody LICPA – Light Induced Cavity Pressure Acceleration), zbadanie efektów towarzyszących akceleracji np. efekt ripplingu, efekt dyspersji jonów itd. Wszystkie badania zostały oparte na własnych kodach numerycznych udoskonalanych w ciągu lat pracy. W ramach prac stworzyłem kody zarówno hydrodynamiczne 1D i 2D (dla badań średnich i małych intensywności laserów ( $<10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>) jak i dużych ( $>>10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>).

Wyniki moich prac numerycznych i uypenione o eksperymenty przeprowadzone przez moich kolegów i inne grupy naukowe na świecie potwierdziły oczekiwania pokładane w metodzie SLPA. Bardziej szczegółowe opisy konkretnych przypadków znajdują się w opisie „Zarysu kariery naukowej” na stronach 7 – 31. Wykaz literatury podlegającej ewaluacji znajduje się w rozdziale „Wykaz literatury” na stronach 36 – 40 (pozycje: [A01] – [A24]).

---

## Zarys kariery naukowej

W roku 1986 rozpocząłem pracę na stanowisku asystenta w Samodzielnym Laboratorium Technologicznym Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie.

### **W latach 1986-1988 zajmowałem się następującymi zagadnieniami:**

- opracowywaniem technologii wytwarzania tarcz z tworzyw sztucznych na potrzeb eksperymentów badających laserowe wytwarzanie i kompresję plazmy (m.in. tarcze cannonball oraz tarcze płaskie o zadanych grubościach)
- stworzeniem komputerowego kodu modelującego stosy cienkowarstwowe wykonywane później metodą napyłania cienkowarstwowego w celu eliminacji odbić od układów optycznych wysokoenergetycznych systemów laserowych

Pierwszy temat obejmował efektywne wytwarzanie mikrokapsulek sferycznych o średnicach rzędu 500  $\mu\text{m}$  do 1000  $\mu\text{m}$  z tworzyw sztucznych typu polietylen (PE) lub polistyren (PS), w których na późniejszym etapie były wiercone mikrootwory i dodatkowo była umieszczana w ich centrum kulista tarcza szklana o rozmiarze ok. 250  $\mu\text{m}$ . W trakcie eksperymentu centralna, szklana tarcza była naświetlana wielowiązkowym laserem poprzez otwory w okalającej centrum plastikowej powłoce, której zadaniem był recykling rozbiegającej się plazmy i energii co prowadziło do zwiększania się współczynnika depozycji energii z lasera do centralnego targetu.

W przypadku tarcz płaskich głównym zadaniem było dopracowanie metodologii wytwarzania cienkich (mikrometrowych) tarcz plastikowych o równomiernej i sterowanej grubości. Wyniki prac były prezentowane w ramach sprawozdań wewnętrznych dostępnych w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy.

Temat drugi związany był z technologiami obróbki elementów optycznych stosowanych w systemach laserowych. Jak wiadomo odnośnie tego zagadnienia wyłaniają się dwa typy problemów. Po pierwsze jak wytworzyć elementy optyki transmisyjnej, w której odbicie promieniowania elektromagnetycznego (EM) od ich powierzchni powinno być jak najmniejsze (soczewki, pryzmaty itd.) oraz jak wytworzyć efektywne układy odbijające, czyli zwierciadła. W obu typach zagadnień efektywnym rozwiązaniem jest wytwarzanie na powierzchni elementów optycznych warstw dielektrycznych o odpowiednich parametrach (ściśle ustalona grubość i współczynnik załamania). Efektywne napyłanie takich warstw wymaga jednak szczegółowego zamodelowania fizyki działania takich stosów cienkowarstwowych. W tym właśnie celu stworzyłem specjalny kod, który umożliwił takie przewidywania. W ramach kodu uwzględniłem pełne, zespolone współczynniki załamania światła, uwzględniające także pochłanianie światła w materiale każdej warstwy. Jakość stworzonego kodu została w pełni potwierdzona przez eksperymenty, w których wykonane zostały pomiary transmisyjne otrzymanych stosów cienkowarstwowych (nawet do kilkunastu warstw). Wyniki z modelu wykazały idealną zgodność z eksperymentem. Stworzony kod był, według mojej wiedzy, przez wiele lat stosowany w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy a później w Instytucie Elektroniki Kwantowej WAT w pracowni napyłania cienkowarstwowego.

### **W latach 1988-1991 zajmowałem się następującymi zagadnieniami:**

- technologią dyfuzyjnego wytwarzania elementów optoelektroniki zintegrowanej bazującej na dyfuzji tytanu w matrycę wykonaną z niobianu litu
- modelowaniem komputerowym układów optoelektroniki zintegrowanej (sprzęgacze światłowodowe, rozgałęziacze typu Y oraz modulatory optyczne)

W ramach tematu technologicznego zajmowałem się wytwarzaniem światłowodów planarnych w matrycach z niobianu litu  $\text{LiNbO}_3$ . Zakres prac obejmował zaprojektowanie specjalnych masek umożliwiających selektywne nanoszenie warstewek tytanowych Ti na wyznaczone miejsca matrycy niobianowej, a potem dyfuzyjne wimplantowywanie takich warstw w procesie dyfuzji wysokotemperaturowej. Szerokości typowych ścieżek wahały się w okolicach  $1 \mu\text{m}$ , a całe elementy optoelektroniczne miały wymiary  $2 \times 3 \text{ cm}$ .

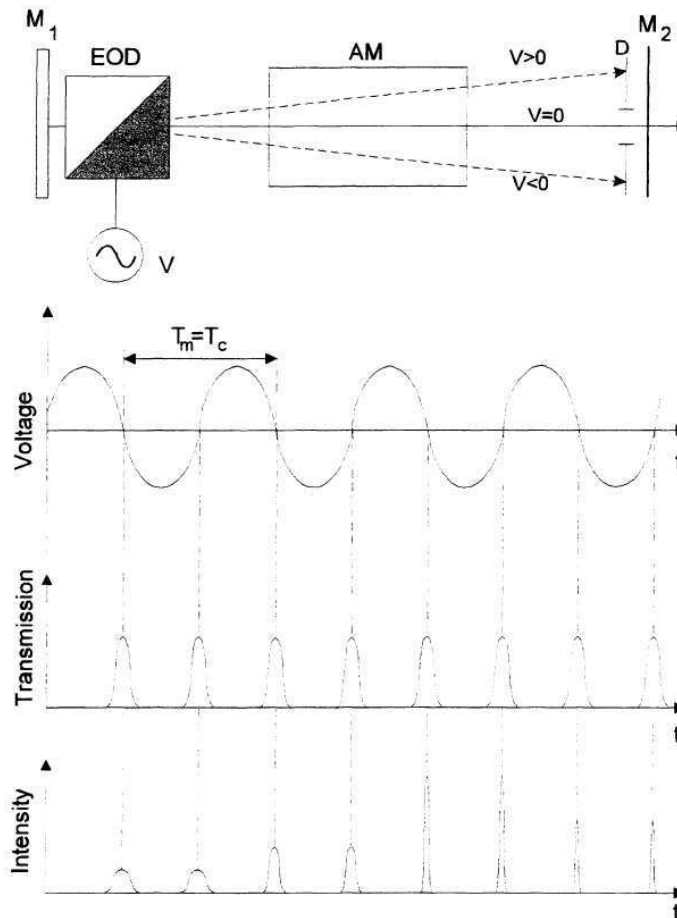
Proces technologiczny był poprzedzony modeowaniem komputerowym. W tym celu stworzyłem specjalny kod 2D umożliwiający śledzenie propagacji fali elektromagnetycznej w materiałach dielektrycznych o zadanej indyktryksie współczynnika załamania matrycy i zadanym profilu wdyfundowanego Ti. Przy użyciu kodu można było ustalić optymalne szerokości światłowodów dyfuzyjnych dla których dla zadanej długości światła uzyskać można było propagację jednomodową, ustalano też optymalne kąty rozwarcia rozgałęziaczy typu Y przy których propagacja światła jest najmniej stratna w punkcie rozgałęzienia. Dodatkowo analizowałem optymalne odległości między światłowodami jednomodowymi przy których dochodziło do najpełniejszego przenikania wiązki światła między wymienionymi światłowodami przy założonej długości drogi sprzężenia (analiza sprzęgaczy światłowodowych). Rezultaty prac były zamieszczane w raportach wewnętrznych IFPiLM.

### **W latach 1991-1998 zajmowałem się następującymi zagadnieniami:**

- modelowanie komputerowe generacji krótkich impulsów w laserach ekscymerowych

Tematyka efektywnej generacji krótkich i ultrakrótkich impulsów laserowych rzędu pojedynczych ps lub krótszych w ostatniej dekadzie XX wieku wzbudzała i wzbudza nadal znaczne zainteresowanie na arenie międzynarodowej. Najbardziej popularną i użyteczną w tamtym okresie metodą generacji takich impulsów była tzw. synchronizacja modów. Charakterystyczną cechą prawie wszystkich odmian tej metody była stosunkowo mała zmiana w czasowej intensywności dystrybucji spektralnej światła podczas pojedynczego obiegu rezonatora optycznego. Tak więc, uformowanie dobrze zdefiniowanego, krótkiego impulsu, albo mówiąc inaczej, zsynchronizowanie modów wzdłużnych lasera wymagało wykonania przez światło wielu obiegów rezonatora, kilkuset lub więcej. Dlatego proces formowania się krótkiego impulsu był stosunkowo wolny i wymagał mikrosekund albo dłuższego czasu. Taki typ synchronizacji można nazwać wolną synchronizacją modów (SML-slow mode locking) i nadaje się ona do wykorzystania w laserach o długich czasach wzmocnienia (laser Nd:glass, laser cw). W przypadku laserów z krótkimi czasami wzmocnienia (lasery ekscymerowe, laser  $\text{CO}_2$ ) należało stworzyć warunki, w których na skutek periodycznej modulacji strat w rezonatorze, zmiany w czasowej intensywności dystrybucji spektralnej światła podczas pojedynczego obiegu rezonatora optycznego są duże. Jest to możliwe, gdy czas  $\tau_m$ , okna transmisji modulatora jest dużo krótszy niż czas obiegu rezonatora  $T_c$ . W takim przypadku, modulator wymusza powstanie w rezonatorze, czasowej dystrybucji intensywnościowej o czasach  $\tau \sim \tau_m$ , dużo krótszych niż  $T_c$ . Spektrum tak wytworzonych impulsów jest zdeterminowane przez transformatę Fouriera i może zawierać wiele modów rezonatora ( $\Delta\nu \gg 1/T_c$ ). Taką synchronizację można nazwać szybką (FML-fast mode locking). W zasadzie, warunki dla FML mogły być spełnione przy zastosowaniu komórek Pockelsa (PC) sterowanych prostokątnymi ramkami napięcia. Jednakże ze względu na limit w czasach przełączania napięć na PC,  $\tau_s$ , ( $\tau_m \sim \tau_s > 10^{-10} \text{ s}$ ) i stosunkowo niski kontrast modulatorów Pockelsa ( $\sim 10^2$ ) do osiągnięcia impulsów o długościach  $10^{-11} \text{ s}$  i krótszych wymagane są bardziej złożone modulatory aktywno-pasywne. Wspomniane powyżej ograniczenia mogły być zmniejszone w przypadku zastosowania deflektorów elektro-optycznych (EOD - electro-optic deflector). Tak więc, można było się spodziewać, że zastosowanie metody FML z wykorzystaniem EOD może doprowadzić w przypadku laserów szerokopasmowych o

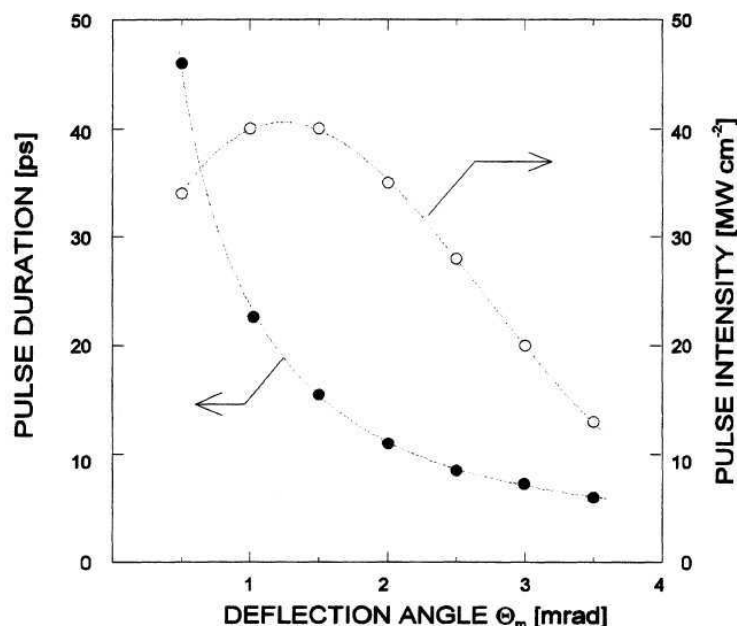
krótkim czasie wzmocnienia, takich jak lasery ekscymerowe, umożliwić otrzymanie impulsów o czasach trwania w zakresie piko- lub subpikosekundowym. Na Rys.1 przedstawiono zasadę działania opisanego powyżej sposobu.



Rys.1 Schematyczny diagram i zasada działania lasera krótkoimpulsowego z szybką synchronizacją modów zrealizowaną przy użyciu deflektora elektro-optycznego. AM – ośrodek czynny lasera; EOD – deflektor elektro-optyczny; D – przysłona;  $M_1$ ,  $M_2$  – zwierciadła;  $V$  – napięcie;  $T_c$  – czas obiegu rezonatora; okres modulacji  $T_m$ .

W wymienionym, w tytule, zakresie lat zajmowałem się stworzeniem kompleksowej koncepcji generacji krótkich impulsów z wykorzystaniem laserów ekscymerowych XeCl i KrF współpracujących z deflektorami elektro-optycznymi. W stworzonym kodzie komputerowym uwzględniłem charakterystyki poziomów energetycznych wymienionych laserów, a w ich ramach czasy ich życia, przekroje czynne na emisję wymuszoną i spontaniczną, itd. Do tak zamodelowanych ośrodków czynnych dołożono modele pasywnych (nasykalne absorbery barwnikowe) i aktywnych modulatorów światła (deflektory elektro-optyczne), odpowiedzialnych za synchronizację modów laserów. W toku prac przebadano rozmaite schematy parametrów wymienionych układów w kontekście efektywności otrzymywania krótkich impulsów. Przykładowe wyniki uzyskane podczas analizy kąta odchylenia na deflektorze używanym do generacji krótkich impulsów przedstawiono na Rys.2.





Rys.2 Zależność natężenia i czasu trwania impulsu generowanego z lasera XeCl w funkcji wartości maksymalnej kąta deflekcji.  $T_m=T_c$ ,  $T_{\text{pump}}=50$  ns,  $R_2=0.2$ ,  $g_0L=4$  ( $g_0L$  długość wzmocnienia małego sygnału).

W rezultacie badań udało się opracować kompleksową metodę wytwarzania impulsów ultrafioletowych (248 nm KrF, 308 nm XeCl) o długościach piko i subpiko sekundowych. W ówczesnym czasie było to znaczące osiągnięcie. Wyniki prac wykonanych w tym okresie zostały zebrane i zaprezentowane w mojej pracy doktorskiej „*Modelowanie generacji krótkich impulsów światła w laserach ekscymerowych*” oraz opublikowane w kilku czasopismach [B-01 – B-06]. Sama idea wytwarzania krótkich impulsów została opatentowana [PL 181759 B1].

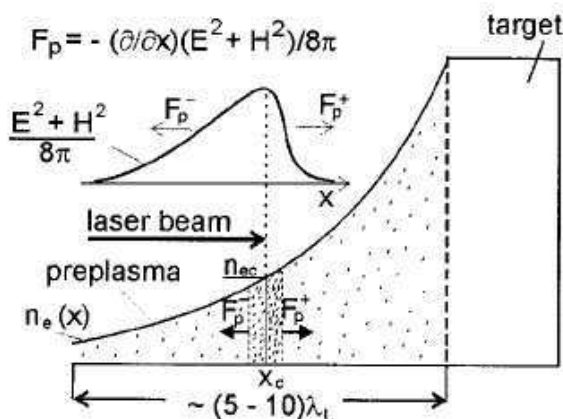
**W latach 1999-2015 zajmowałem się następującymi zagadnieniami (opis osiągnięć naukowych w rozumieniu art. 16 ust. 2 ustawy):**

- modelowanie komputerowe procesów akceleracji tarcz plazmowych przy użyciu laserów dużej mocy ( $I_L < 10^{19} \text{W/cm}^2$ ) w oparciu o autorskie kody hydrodynamiczne (1D i 2D) w ujęciu nierelatywistycznym i relatywistycznym,
- modelowanie komputerowe procesów akceleracji tarcz plazmowych przy użyciu laserów wielkiej mocy ( $I_L \geq 10^{19} \text{W/cm}^2$ ) w oparciu o autorskie kody kinetyczne typu particle-in-cell (PIC) 1D i 2D, w ujęciu relatywistycznym.

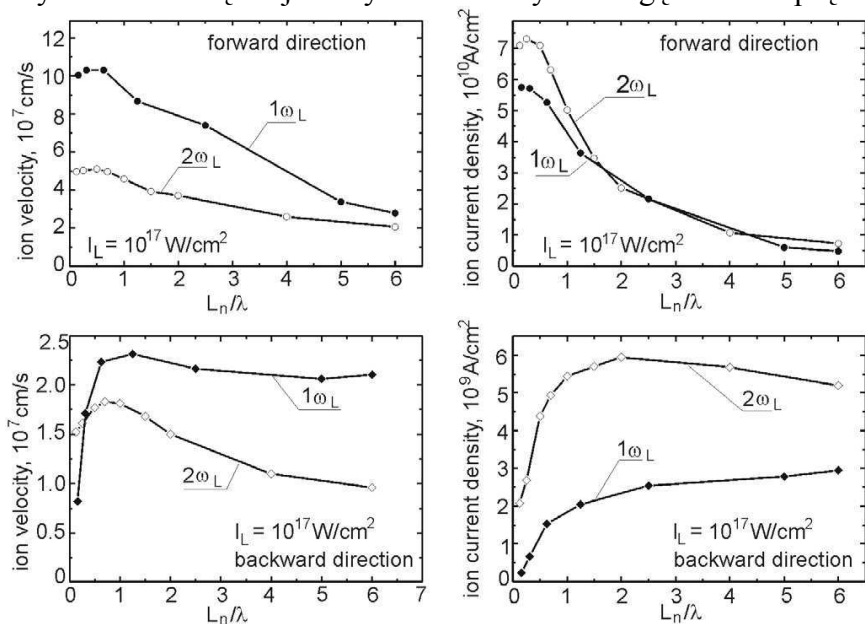
W latach 1999-2003 zajmowałem się stworzeniem dwupłynowego, nierelatywistycznego kodu hydrodynamicznego 1D umożliwiającego symulację oddziaływań promieniowania laserowego z tarczami stałymi. W modelu uwzględniono między innymi oddziaływanie zderzeniowe jonów i elektronów, możliwość badania różnych profili preplazmy (preplazma liniowa lub eksponencjalna) jak też różnych parametrów wiązki laserowej (kształt obwiedni impulsu oraz intensywność i czas jego trwania).

Opisany kod znalazł zastosowanie w pracach poświęconych wytwarzaniu wiązek jonowych o ultrawysokich wartościach prądów otrzymanych w wyniku oddziaływania krótkich impulsów laserowych ( $\tau_L < 1 \text{ps}$ ) o intensywnościach  $\sim 10^{17}-10^{18} \text{W/cm}^2$  i energiach  $\leq 1 \text{J}$  [A-01, A-02].

Zasada wytwarzania wiązek jonowych o ultra wysokich gęstościach prądów przy wykorzystaniu oddziaływania w warstwie naskórkowej (skin-layer) przedstawiona została na Rys.3. Na powierzchni tarczy preimpuls laserowy wytwarza warstwę preplazmy o grubości  $L_{pre}$  o przynajmniej kilka razy mniejszych rozmiarach niż średnica  $d_f$ , zogniskowanej wiązki. Główny impuls laserowy oddziałuje najintensywniej w obszarze warstwy naskórkowej znajdującej się w pobliżu powierzchni z krytyczną koncentracją elektronów  $n_{ec} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$  ( $\omega$  to częstość promieniowania laserowego) i geometrii oddziaływania o prawie płaskim charakterze ( $L_{pre} \ll d_f$ ). Wysoki gradient gęstości plazmy w obszarze oddziaływania wytwarza nieliniowe siły ponderomotoryczne działające prawie prostopadle do powierzchni tarczy, czyli prawie równoległe do wektora normalnego do tej powierzchni. Gęstość siły  $f_{NL}$  może być w przybliżeniu wyrażona jako jednowymiarowy ujemny gradient gęstości energii pola elektromagnetycznego lasera określonego przez jego (zmienione dielektrycznie) wektory pola elektrycznego i magnetycznego  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$ :  $f_{NL} = -(\partial/\partial x)(\mathbf{E}^2 + \mathbf{H}^2)/8\pi$ . Gradienty energii w sąsiedztwie powierzchni krytycznej prowadzą do dwóch przeciwnych i nieliniowych sił, które rozrywają plazmę i rozpędzają ją w postaci dwóch cienkich ( $\sim \lambda$ ) bloków, odpowiednio, w kierunku próżni i w kierunku wnętrza plazmy ( $\lambda$  długość fali). Gęstości bloków plazmy są wysokie (gęstość jonów  $n_i \approx n_{ec} / z$ , gdzie  $z$  to stopień jonizacji jonu), ale temperatura elektronowa jest dość umiarkowana przy subrelatywistycznych intensywnościach lasera.



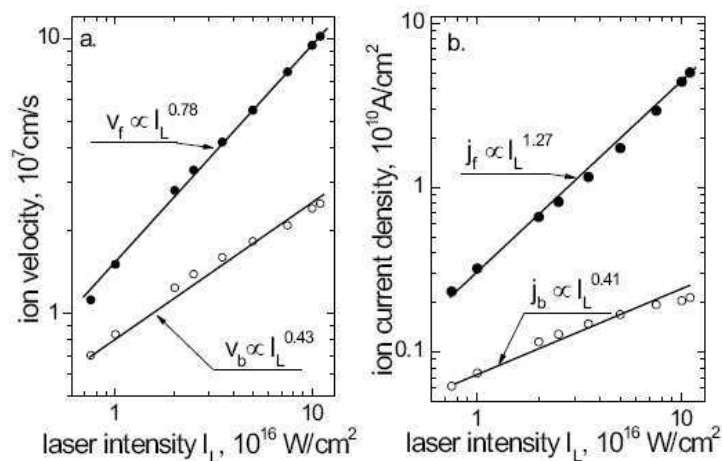
Rys.3 Zasada wytwarzania wiązek jonowych o ultra wysokich gęstościach prądu.



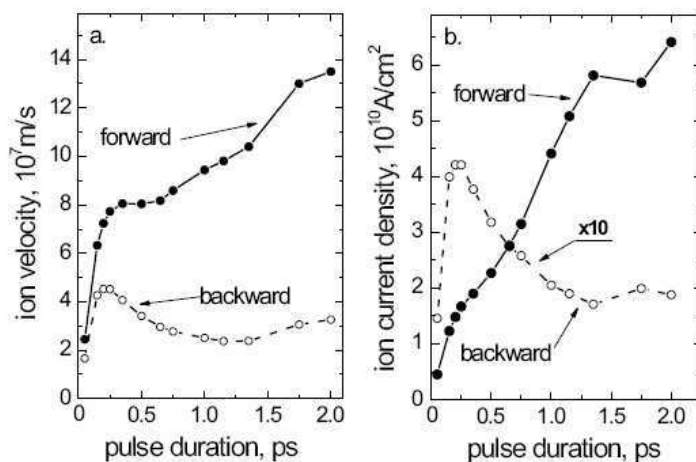
Rys.4 Prędkości i gęstości prądów jonowych wytworzonych przez 1 ps impuls laserowy w funkcji gradientu gęstości plazmy.

Wykazano numerycznie i eksperymentalnie, że jest możliwe uzyskanie ekstremalnie wysokich prądów jonowych o gęstościach  $\geq 10^{10} \text{ A/cm}^2$ , a także, że dominującym efektem w tego typu akceleracji jest siła ponderomotoryczna działająca w obszarze gęstości krytycznej tarczy plazmowej (mechanizm S-LPF). Dodatkowo wykazano, że osiągnięte gęstości prądów jonowych są porównywalne a nawet większe niż w przypadku użycia laserów krótkoimpulsowych o relatywistycznych natężeniach wiązki i akceleracji bazującej na mechanizmie TNSA (target normal sheath acceleration).

W kolejnym etapie prac badawczych przeanalizowano, przy użyciu symulacji [A-03], różne scenariusze oddziaływania wiązek laserowych z tarczami wodorowymi. W wyniku obliczeń określono zależność prędkości i prądów jonowych od intensywności wiązki lasera ( $I_L \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ), zarówno dla kierunku zgodnego z polem EM wiązki jak też dla kierunku przeciwnego. Wyznaczono także zależność wymienionych wyżej parametrów od długości impulsu laserowego dla zakresów od subpikosekund do 2 ps. Na Rys.5 i Rys.6 przedstawione są przykładowe wyniki z pracy [A-03].



Rys.5 Maksymalne prędkości jonów (a) i maksymalne gęstości prądów jonowych (b) dla jonów emitowanych do tyłu ( $v_b$ ,  $j_b$ ) i do przodu ( $v_f$ ,  $j_f$ ) w funkcji intensywności wiązki laserowej  $\tau_L=1 \text{ ps}$ ,  $L_n/\lambda = 1$ .



Rys.6 Maksymalne prędkości jonów (a) i maksymalne gęstości prądów jonowych (b) w funkcji długości impulsu laserowego  $L_n/\lambda = 1$ .

Dalszym rozwinięciem prac było przebadanie emisji gęstych strumieni jonów wodorowych z tarcz o dużym  $Z$  (tarcza Au), tarcz polistyrenowych (PS) i łączonych (PS/Au). Oceniano zarówno akcelerację wsteczną jak też zgodną z kierunkiem propagacji wiązki lasera, realizowaną w oparciu o mechanizm S-LPF dla wiązek laserowych o intensywnościach do  $2 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$  i czasach trwania  $\tau_L = 1 \text{ ps}$  [A-04]. Praca miała charakter eksperymentalno-numeryczny. Obliczenia przeprowadzono przy użyciu kodu 1D oraz nowego kodu hydrodynamicznego 2D opartego na zaawansowanym modelu dwupłynowym Hory, Aydina i Borehama. W toku prac potwierdzono możliwość efektywnej generacji dobrze skolimowanych wiązek jonowych o dużej gęstości, przy użyciu mechanizmu S-LPA, co otwiera perspektywy na przeprowadzenie eksperymentów z zakresu fizyki wysokich gęstości energii, fuzji inercyjnej oraz badań nad laserami rentgenowskimi w warunkach laboratoryjnych, bez konieczności tworzenia potężnej infrastruktury badawczej. Na rysunku Rys.7 przedstawiono rozkład 2D gęstości prądu jonowego, w obszarze gęstości krytycznej, wytworzony przy użyciu 200-fs impulsu laserowego o intensywności  $10^{16} \text{ W/cm}^2$ .

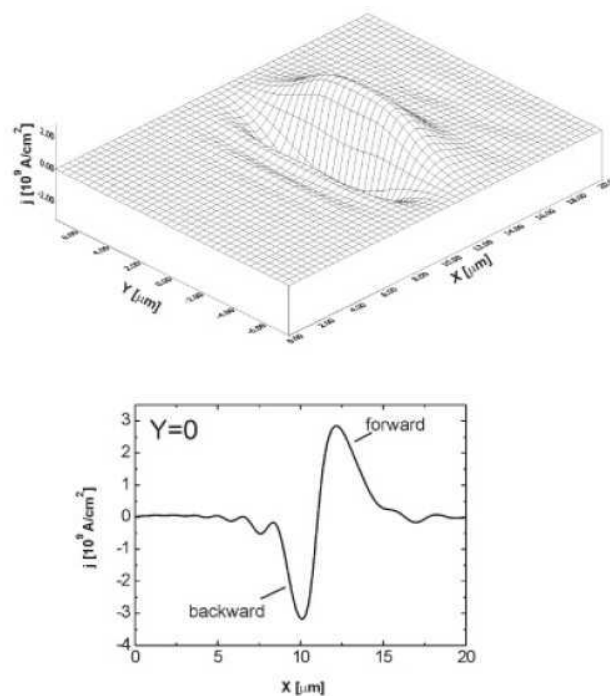
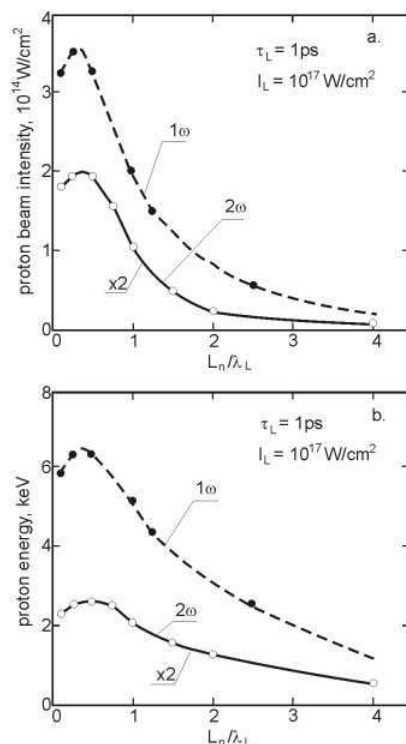


Fig.7 Dwu-wymiarowy rozkład gęstości prądu jonowego, w obszarze gęstości krytycznej, wytworzony przy użyciu 200-fs impulsu laserowego o intensywności  $10^{16} \text{ W/cm}^2$ .

W pracy [A-05] przebadano wpływ parametrów preplazmy (tzw. plasma density gradient scale length  $L_n$ ) oraz długości fali  $\lambda_L$  na energię emitowanych protonów  $E_i$  [keV] i natężenie wiązek protonów  $I_i$  [ $\text{W/cm}^2$ ] dla pierwszej  $1\omega$  i drugiej harmonicznej  $2\omega$  lasera neodymowego Nd:YAG emitującego 1ps impulsy o maksymalnym natężeniu  $I_L = 10^{17} \text{ W/cm}^2$ . Stwierdzono istnienie optymalnej wartości parametru  $L_n/\lambda_L$  przy której wartości  $E_i$  oraz  $I_i$  osiągają wartości maksymalne (patrz Rys.8).



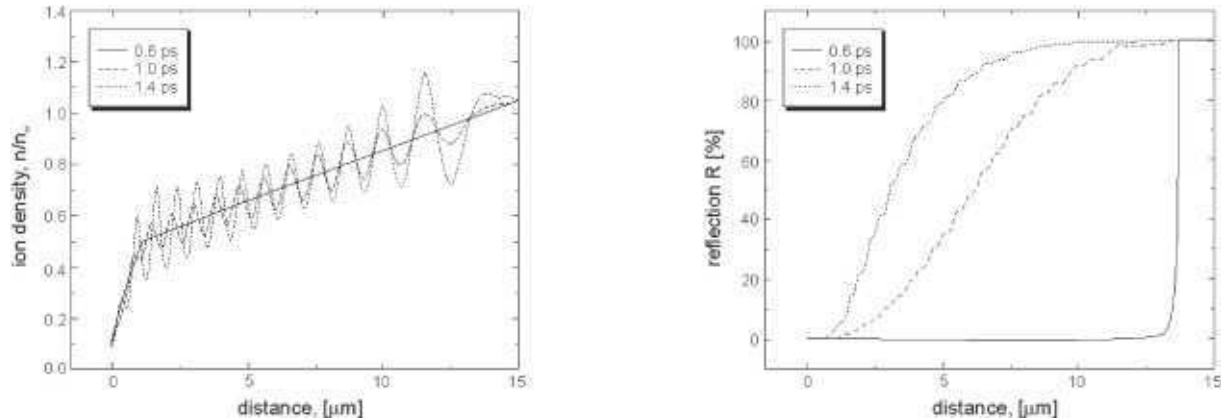
Rys.8 Wpływ startowej wartości gradientu gęstości plazmy,  $L_n$ , na parametry wiązek protonów przyspieszanych do przodu.  $1\omega$  to pierwsza harmoniczna, a  $2\omega$  to druga harmoniczna lasera Nd:glass.

W przypadku akceleracji zgodnej z kierunkiem propagacji wiązki laserowej najlepsze parametry osiąga się dla  $L_n < \lambda_L$  dla akceleracji wstecznej najkorzystniejsze warunki osiąga się dla  $L_n > \lambda_L$ . Przedstawione wyniki numeryczne znalazły potwierdzenie w wynikach eksperymentów zaprezentowanych w tej samej pracy. Eksperyment był wykonany z użyciem 1-ps, 1.05- $\mu\text{m}$ , sub dżulowego impulsu laserowego wytwarzanego przez terawatowy laser CPA Nd:glass. Specyficzną cechą impulsu ps był jego czasowy kształt obejmujący długotrwały preimpuls ( $> 0,3$  ns) tła o niskiej intensywności i krótkotrwały preimpuls (sekwencja kilku impulsów ps obejmujących okres czasu  $\sim 10^{-10}$  s) o intensywności  $\sim 10^4$  razy mniejszej niż intensywność głównego impulsu ps. Ponieważ natężenie długiego preimpulsu tła było co najmniej  $10^8$  razy mniejsze niż natężenie impulsu głównego, to nie powodował on powstawania żadnej preplazmy na tarczy. Krótkotrwały preimpuls jaki pojawił się później, prowadził do powstania preplazmy o grubości  $L_{\text{pre}} \leq 5 \mu\text{m}$ . Ta grubość preplazmy była co najmniej kilkakrotnie mniejsza niż średnica ogniska wiązki lasera  $d_f$ , więc warunek dla quasiplanarnej interakcji tej wiązki z preplazmą był dość dobrze spełniony.

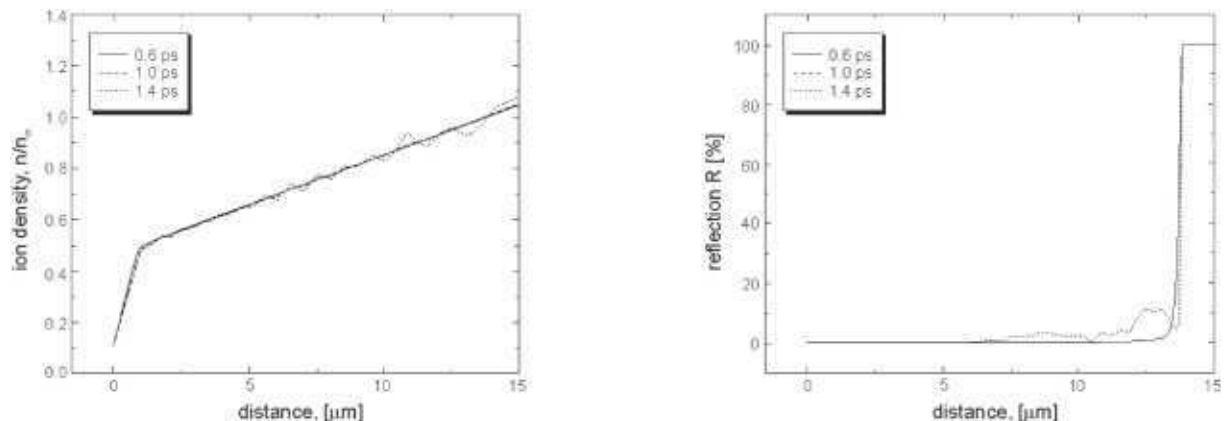
Istotnym efektem towarzyszącym procesom oddziaływania promieniowania laserowego z tarczami o długiej preplazmie  $L_n$  jest występowanie zjawiska ripplingu polegającego na lokalnych zmianach gęstości elektronów i jonów pod wpływem siły ponderomotorycznej prowadzącej do powstania tzw. siatki von-Lauego. Wygenerowana siatka skutecznie ogranicza dalszą depozycję energii wiązki laserowej do krytycznego rejonu plazmy i staje się efektem niekorzystnym dla efektywnej akceleracji laserowej. Efekt ten był badany dla stosunkowo długich czasów trwania impulsów laserowych ( $\tau_L > 20$  ps), ale brak było prac dla impulsów krótszych istotnych dla zakresu badań prowadzonych w zespole badawczym do którego należałem. W pracy [A-06] podjąłem się zadania przebadania tego zjawiska i znalezienia metody zaradczej. Badania numeryczne były przeprowadzone dla wiązek o natężeniu  $I_L = 10^{16} - 10^{18} \text{W/cm}^2$ , długości impulsu  $\tau_L < 10$  ps i długości fali  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ . W pracy przebadłem metodę broad-band irradiation (Deng 1986a, 1986b) polegającą na

przepuszczeniu przez plazmę kilku fal o nieco różnych częstotliwościach (od  $0.5\omega_0$  do  $2.0\omega_0$ ) zamiast jednej o częstotliwości  $\omega_0$ . Taki zabieg prowadził do znacznego obniżenia efektu ripplingu. Przy użyciu metody z trzema i pięcioma falami o zmienionych częstotliwościach udało mi się osiągnąć bardzo dobry poziom wygaszenia wymienionego wyżej zjawiska.

W przypadku metody z trzema falami optymalny wariant wygaszenia nastąpił dla  $\Delta\omega=0.5\%$ , a dla modelu z pięcioma falami dla  $\Delta\omega=1.0\%$  (Rys.9, Rys.10). W obu przypadkach rippling został stłumiony trzykrotnie w stosunku do przypadku z jedną falą.



Rys.9 Ewolucja profilu koncentracji jonów (lewy rysunek) i odbicia wiązki lasera od obszaru plazmy (prawy rysunek) w funkcji odległości od frontu plazmy oraz w funkcji czasu oddziaływania, dla przypadku jednej fali.  $I = 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_L = 1 \text{ ps}$ ,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ .



Rys.10 Ewolucja profilu koncentracji jonów (lewy rysunek) i odbicia wiązki lasera od obszaru plazmy (prawy rysunek) w funkcji odległości od frontu plazmy oraz w funkcji czasu oddziaływania, dla przypadku pięciu fal z  $\Delta\omega = 1.0\% \omega_0$ .  $I = 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_L = 1 \text{ ps}$ ,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ .

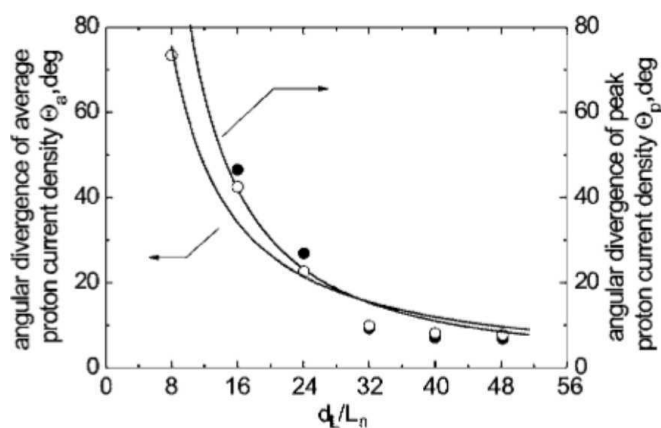
Uzupełnieniem tych prac była publikacja [A-08], w której przedstawiono analityczne wyjaśnienie procesu ripplingu i skonfrontowano je z pracą [A-06]. W ramach artykułu zaprezentowano rozwiązania analitycznie dwóch procesów towarzyszących akceleracji typu S-LPA. Procesami tymi są efekt ripplingu zachodzący w obszarze plazmy podkrytycznej oraz proces generacji wiązek jonowych przez pole elektromagnetyczne uwięzione w obszarach o zmiennej gęstości elektronów i jonów utworzonych na skutek ripplingu. Wychodząc od równań Maxwella opisujących wzdluzne pola działające pomiędzy elektronami i jonami w plazmie podczas obecności w niej stojącej fali elektromagnetycznej wyznaczono analityczne rozwiązania opisujące siły ponderomotoryczne w badanym obszarze plazmy. Po wylczeniu średnich w czasie wartości pól elektrycznych uzyskano stacjonarne rozwiązania dla ruchu

elektronów i jonów. Wyniki rozwiązań analitycznych porównano z efektami symulacji i stwierdzono dobrą ich zgodność.

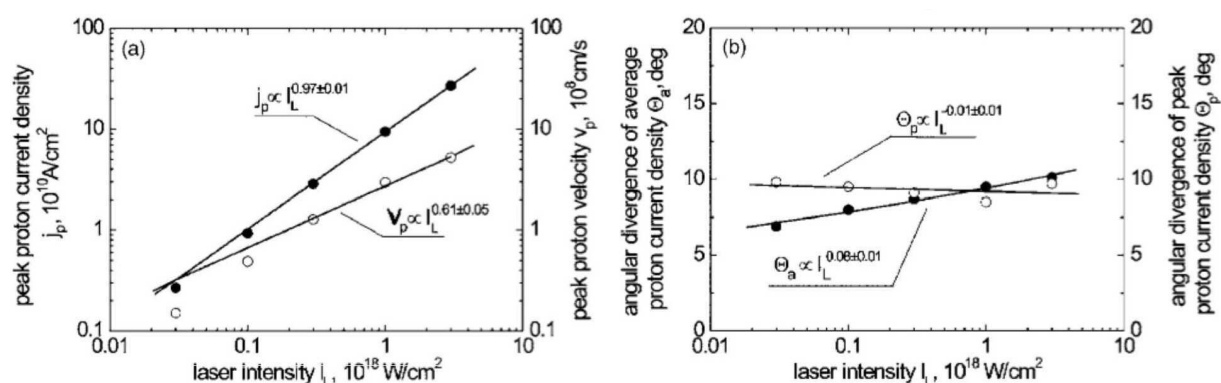
Wraz z rozwojem systemów laserowych dużej mocy zaistniała potrzeba analizy nowego rodzaju oddziaływań typu laser-tarcza. Chodzi tu o oddziaływania typu relatywistycznego. W tym celu został stworzony specjalny, relatywistyczny i hydrodynamiczny kod 2D (rok 2006). Kod był przydatny do opisu oddziaływań laser-tarcza dla wiązek o natężeniach do  $10^{20}\text{W/cm}^2$ .

W pierwszym podejściu, wymieniony powyżej kod został wykorzystany w pracy [A-07], w której przebadano zależność struktury i kąta rozbieżności wiązek jonowych w funkcji iloczynu  $d_L/L_n$  (gdzie:  $d_L$ -średnica wiązki lasera,  $L_n$ -plasma density scale length).

Jak wiadomo takie dziedziny fizyki jak: fizyka wysokich gęstości energii (high-energy-density physics HEDP), szybki zapłon (fast ignition FI) w syntezie inercyjnej oraz tomografia pozytronowa (positron emission tomography PET) wymagają wiązek o możliwie niskich rozbieżnościach, umiarkowanych energiach jonów  $E_i \leq 5\text{ MeV}$  i o wielkich gęstościach prądów jonowych  $j_i > 10^{13}\text{W/cm}^2$ . W wyniku symulacji wykazano, że dla przypadku  $d_L \gg L_n$  ( $d_L/L_n=32$ ) i  $d_L \geq 5\lambda_L$  można osiągnąć wiązki o małych rozbieżnościach ( $\theta_i \leq 10^\circ$ ) podczas, gdy dla  $d_L/L_n \leq 16$  rozbieżności wiązek dochodzą do  $45^\circ$  (Rys.11). Zależność rozbieżności wiązek jonowych od intensywności wiązki lasera dla przypadku  $d_L/L_n=32$  była słaba (Rys.12).



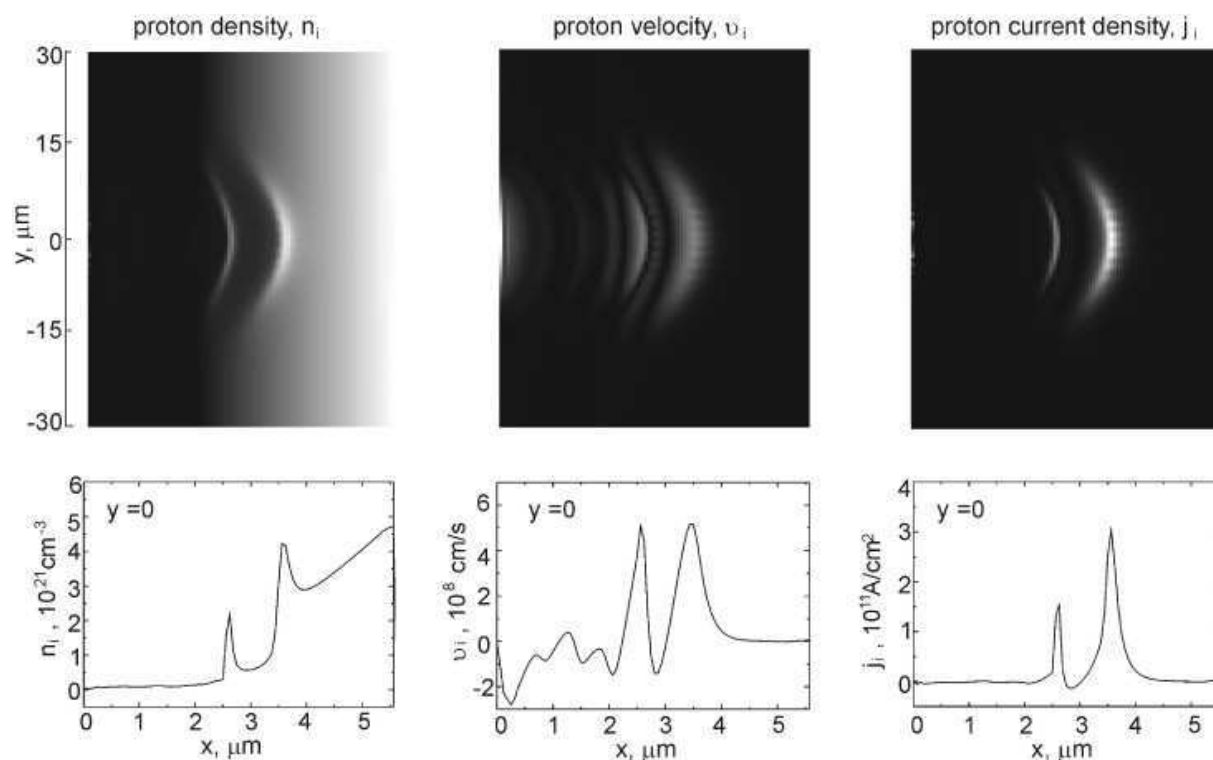
Rys.11 Zależność rozbieżności kątowej (FWHM) dla szczytowej i średniej gęstości prądów jonowych protonów w funkcji stosunku  $d_L/L_n$  dla  $d_L=20\ \mu\text{m}$ .



Rys.12 Zależność parametrów wiązek protonów od intensywności lasera, dla  $d_L=20\ \mu\text{m}$ ,  $\tau_L=0.25\ \text{ps}$ ,  $L_n=0.625\ \mu\text{m}$ ,  $t=196\ \text{fs}$ .

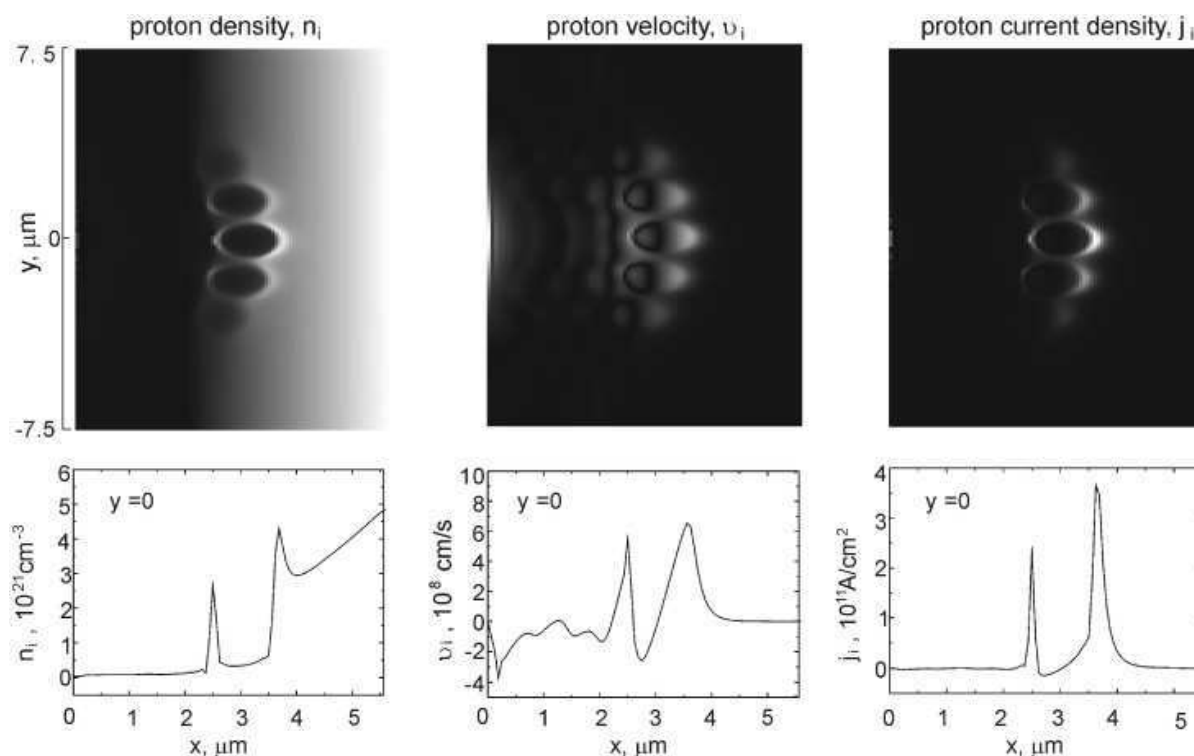
Praca [A-09] poświęcona została porównaniu efektywności dwóch podstawowych metod generacji wiązek jonowych, metodzie TNSA i S-LPA pod kątem użycia ich jako

skutecznych podejść do przeprowadzenia szybkiego zapłonu (FI) w eksperymentach nad fuzją inercyjną (ICF). W pracy wykazano, że bloki plazmowe (protonowe) napędzane w oparciu o mechanizm S-LPA charakteryzują się gęstościami około 1000 razy większymi niż w przypadku napędzania w oparciu o mechanizm TNSA. Wymagane dla szybkiego zapłonu gęstości jonowe na poziomie  $n_i \geq 10^{22} \text{cm}^{-3}$ , przy zastosowaniu metody TNSA i przy badanych intensywnościach wiązki laserowej  $I_L = 5 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$  umożliwiają uzyskanie gęstości  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Oznacza to, że do osiągnięcia wymaganego poziomu należało by skupić wiązkę jonową tysiąckrotnie co może być dużym wyzwaniem tym bardziej, że oprócz małej gęstości, napędzanie TNSA daje wiązki rozbieżne. W przypadku bloków jonowych pochodzących od akceleracji S-LPA wiązki o wymaganych gęstościach uzyskuje się bez konieczności skupiania. Przeprowadzone symulacje 2D dla wiązki Gaussowskiej o parametrach  $\tau_L = 250 \text{fs}$ ,  $I_L = 3 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$  doprowadziły do uzyskania wiązek jonowych (z akceleracji S-LPA) o parametrach:  $n_i = 5 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$  (na osi symetrii tarczy),  $j_i = 3 \times 10^{11} \text{A/cm}^2$ ,  $I_i = 5 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$  i energiach  $\sim 150 \text{keV}$ . Do badań numerycznych użyto tarczy wodorowej z preplazmą o grubości  $L_{\text{pre}} = \sim 5 \mu\text{m}$ . W przypadku, gdy szerokość wiązki laserowej  $d_f \gg L_{\text{pre}}$  rozbieżność otrzymanej wiązki jonów była mała (Rys.13), dla  $d_f = L_{\text{pre}}$  wytwarzała się złożona struktura odpowiedzialna za zwiększoną rozbieżność akcelerowanych jonów (Rys.14).



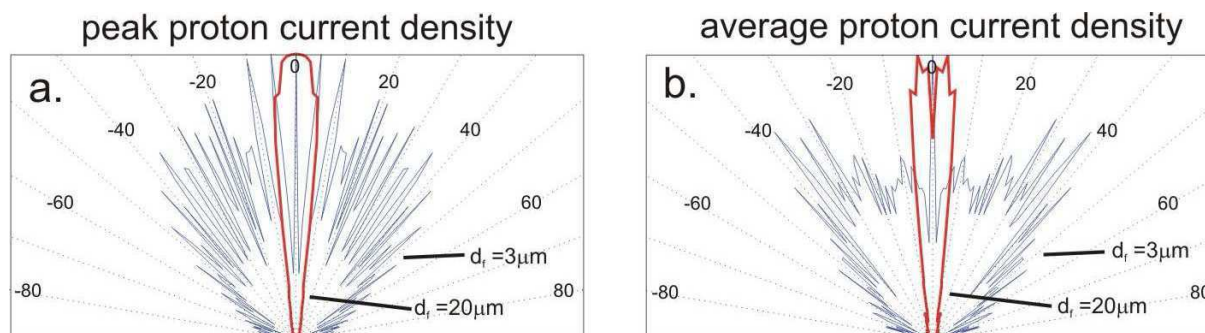
Rys.13 Wyniki symulacji numerycznej generacji bloków plazmowych (protony) o wysokiej gęstości przy użyciu metody S-LPA otrzymane przy użyciu dwu-płynowego, relatywistycznego kodu hydrodynamicznego 2D. Impuls laserowy  $\tau_L = 0.25 \text{ps}$ ,  $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$ ,  $I_L = 3 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$  i  $d_f = 20 \mu\text{m}$  oddziałuje z preplazmą wodorową o grubości  $3 \mu\text{m}$  w obszarze gęstości krytycznej.





Rys.14 Opis jak na Rysunku 13 z tym, że  $d_f = 5 \mu\text{m}$ .

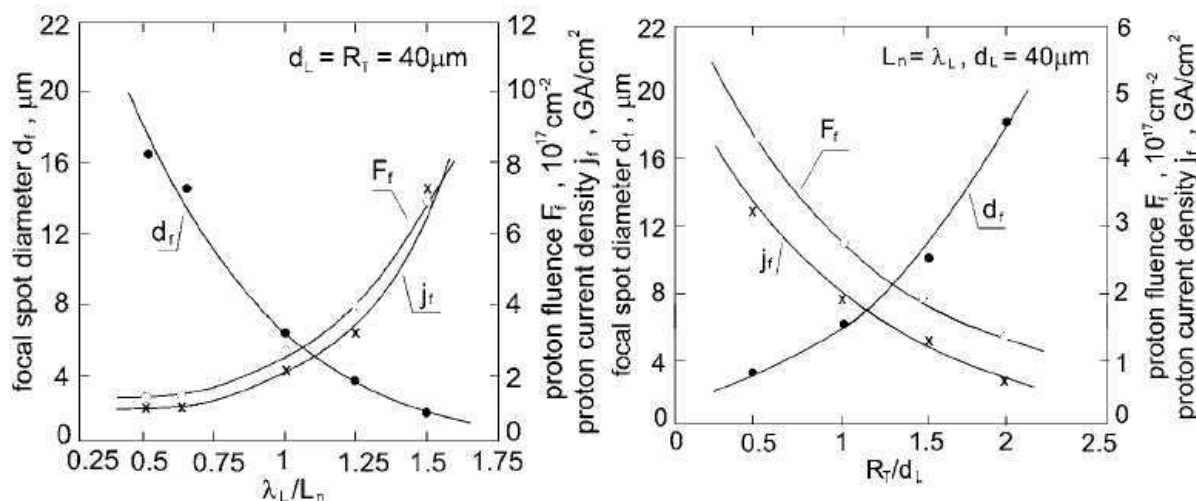
W artykule [A-10] rozwinięto badania nad problematyką rozbieżności wiązek jonów [A-07] generowanych w oparciu o metodę S-LPA. Skupiono się na przebadaniu tego zjawiska dla intensywności wiązek laserowych ( $I_L \geq 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) oraz dla różnych szerokości wiązek i długości preplazmy. Celem pracy było zbadanie kątowych parametrów akcelеровanych wiązek jonów dla przypadków relatywistycznych ( $I_L > 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) oraz sprawdzenie czy w warunkach relatywistycznych da się zwiększyć energię jonów z poziomu setek keV (przypadek subrelatywistyczny) do energii rzędu MeV. Badania miały charakter numeryczny. Stwierdzono, że w przypadku relatywistycznego napędzania tarcz wodorowych ( $I_L = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ) podobnie jak dla przypadków subrelatywistycznych opisywanych w pracy [A-07] obserwuje się dwa reżimy różniące się wyraźnie charakterystyką kątową rozlotu plazmy. Dla  $L_n = 0.75\lambda_L$ ,  $d_L/L_n = 27$ ,  $d_L = 20 \mu\text{m}$  (gdzie:  $d_L$ -średnica wiązki lasera,  $L_n$ -plasma density scale length) rozbieżność wiązki była mała i porównywalna z analogicznym przypadkiem subrelatywistycznym, w przypadku  $d_L/L_n = 4$ ,  $d_L = 3 \mu\text{m}$  tak jak poprzednio zaobserwowano formowanie się w preplazmie struktur bąbelkowych prowadzących w efekcie do znacznego pogorszenia się zbieżności wiązek jonów (Rys.15).



Rys.15 Rozkład gęstości prądów protonowych dla  $t = 196 \text{ fs}$  i dla  $d_L = 3 \mu\text{m}$  oraz  $d_L = 20 \mu\text{m}$ .

Dla  $L_n = 2.5\lambda_L$  i  $d_L = 20 \mu\text{m}$ , wiązka również jest zaburzona co tłumaczy się efektem samoogniskowania wiązki laserowej prowadzącym do generacji fali stojącej w obszarze podrytycznym plazmy i w konsekwencji do powstania struktury bąbelkowej prowadzącej do zwiększenia rozbieżności. W podsumowaniu stwierdza się iż dla  $d_L \gg L_n$  (powiedzmy  $d_L > 30L_n$ ) i  $d_L > 5\lambda_L$  rozbieżność wiązek jonów  $\Theta_i$  jest mała zarówno dla przypadków akceleracji subrelatywistycznych jak i relatywistycznych, a dodatkowo dla drugiego z wymienionych przypadków komercyjnych laserów 100TW/10kHz można uzyskać multi-MA wiązki protonów o gęstościach prądu na poziomie TA/cm<sup>2</sup>.

Używając dwuwymiarowego (2D), relatywistycznego kodu hydrodynamicznego pokazano, że jest możliwe otrzymanie efektywnego skupienia wiązek jonowych o wysokich gęstościach prądów przy użyciu profilowanych, zakrzywionych tarcz [A-11]. Wykazano, że parametry otrzymanych w ten sposób wiązek silnie zależą od parametrów preplazmy  $L_n$  (density gradient scale length) i promienia krzywizny tarczy  $R_T$ . Kiedy  $L_n \leq 0.5\lambda_L$  ( $\lambda_L$ -długość fali promieniowania laserowego) i  $R_T$  jest porównywalne z aperturą wiązki laserowej  $d_L$  to wtedy znacząca część przyspieszanych jonów może być skupiona na obszarze dużo mniejszym niż  $d_L$  co prowadzi do znaczącego wzrostu fluencji i gęstości prądu. Wykazano także, że przy użyciu pikosekundowych, multipetawatowych laserów generujących impulsy relatywistyczne o intensywnościach  $I_L \sim 10^{20}\text{W/cm}^2$  można będzie w procesie ogniskowania otrzymać wiązki o parametrach zbliżonych do tych jakie są wymagane w procesie szybkiego zapłonu paliwa DT. Generalnie zaobserwowano spadek wartości fluencji  $F_i$  i gęstości prądu  $j_i$  wraz ze wzrostem ilorazu  $R_T/d_L$  oraz spadek efektywności ogniskowania wiązki jonów. Dla  $d_L=R_T=40\mu\text{m}$ ,  $L_n \approx 0.7\lambda_L$ ,  $I_L = 3 \times 10^{18}\text{W/cm}^2$  i  $\tau_L = 0.25 \text{ ps}$  zaobserwowano względny wzrost fluencji  $g_F \approx 13$  oraz względny wzrost średniej gęstości prądu  $g_j \approx 35$ . Dla przypadku 3D przewiduje się, że wzrost tych wartości powinien wynosić:  $g_F > 10^2$ , a średniej gęstości prądu  $g_j \approx 10^3$  (Rys.16).

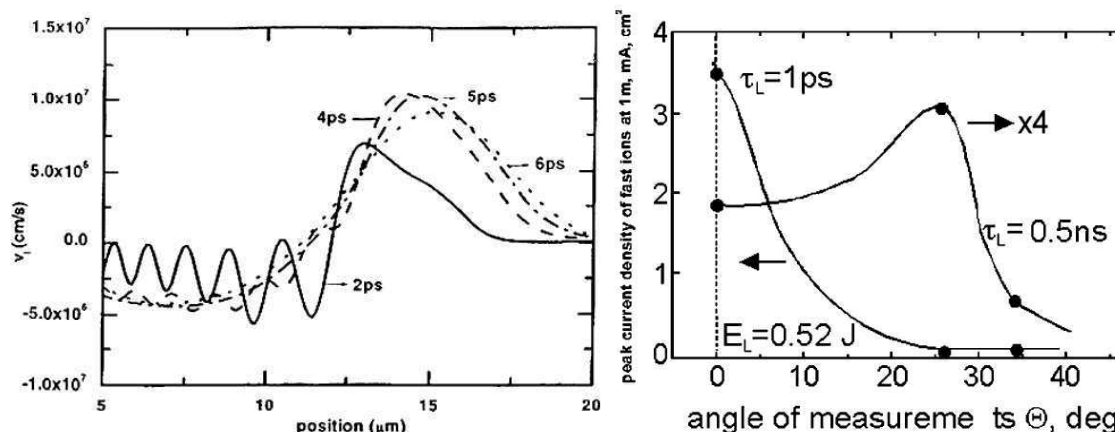


Rys.16 Zależność parametrów wiązki protonowej w płaszczyźnie ogniskowania,  $x = x_f$ , w funkcji długości gradientu gęstości preplazmy (lewy rysunek), w funkcji promienia krzywizny powierzchni frontowej tarczy (prawy rysunek).  $I_L = 3 \times 10^{18}\text{W/cm}^2$ .

W pracy [A-12] została dokonana analiza eksperymentalna i teoretyczna anomalnych efektów występujących podczas procesów szybkiego zapłonu termojądrowego realizowanych przy wykorzystaniu laserów, pozostających w kontraście do dużej liczby zwykle obserwowanych zjawisk towarzyszących oddziaływaniu petawatowych-pikosekundowych impulsów laserowych z plazmą. Te anomalne mechanizmy są odpowiedzialne za nieliniowe napędzanie (napędzanie ponderomotoryczne) dość cienkich, ściśle ukierunkowanych bloków

plazmowych charakteryzujących się średnimi temperaturami jonów. Wspomniane bloki plazmowe charakteryzują się neutralnym ładunkiem przestrzennym oraz gęstościami prądów jonowych przewyższających  $10^{10} \text{ A/cm}^2$ . W celu wykorzystania takich bloków do szybkiego zapłonu wymagana jest znaczne zwiększenie ich grubość. Efekt taki może zostać osiągnięty przy wykorzystaniu sferycznej konfiguracji akceleratora, gdzie możliwe jest uzyskanie efektu powstawania grubych warstw plazmowych podczas interakcji wiązki laserowej z tarczą. W omawianej pracy zostały przedstawione pierwsze wyniki wytwarzania protonowych zapalników użytych do szybkiego zapłonu oraz inne schematy realizacji zapłonu laserowego.

W publikacji zanalizowano, między innymi, zmiany gęstości plazmy i preplazmy podczas oddziaływania plazmy deuterowej z 4 ps impulsem lasera neodymowego Nd:glass (Rys.17) oraz przeprowadzono ocenę kątowej dystrybucji wiązek jonowych w zależności od długości impulsu (Rys.18).



Rys.17 Prędkości jonów D obliczone dla jednowymiarowego impulsu lasera Nd:glass ( $I_L = 3 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_L = 4 \text{ ps}$ ) dla kilku chwil czasowych.

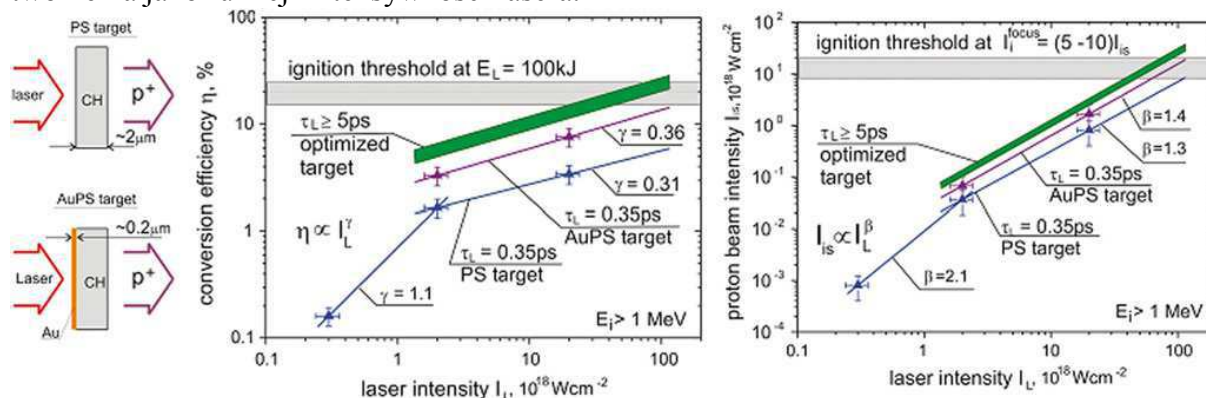
Rys.18 Kierunki emisji prądu jonowego Au w zależności od długości impulsu lasera.

W podsumowaniu artykułu stwierdzono, że przy użyciu laserowej akceleracji tarcz plazmowych jest możliwe wytworzenie bloków jonów o wysokich wartościach gęstości prądów ( $j_i > 10^{10} \text{ A/cm}^2$ ), charakteryzujących się dużą kierunkowością (krótkie impulsy  $\tau_L \sim 1 \text{ ps}$ ) i dużymi grubościami (akceleracja wygiętych tarcz we wnękach stożkowych) co pozwala na zastosowanie takiej metody akceleracji wiązek jonowych w schemacie szybkiego zapłonu.

W obszernej pracy [A-13] dokonano kompleksowej oceny i przeglądu aktualnego na rok 2007 stanu badań nad projektem szybkiego zapłonu (FI-fast ignition) zrealizowanego przy użyciu wiązek elektronowych i w szczególności jonowych wytwarzanych przy pomocy laserów wielkiej mocy oraz przedstawiono przewidywania dotyczące rozwoju badań w tej dziedzinie. Metoda ta polega na wprowadzeniu do wstępnie skompresowanej tarczy paliwa DT (kompresja do wartości ok.  $300 \text{ g/cm}^3$ ) wiązki elektronów lub jonów o specjalnie dobranych parametrach w celu inicjalizacji zapłonu. Na początku omówione zostały parametry jakie musi spełniać wiązka jonów, aby mogła zostać użyta jako zapalnik wstępnie skompresowanej kulistej tarczy DT o gęstości  $\rho = 300 \text{ g/cm}^3$ .

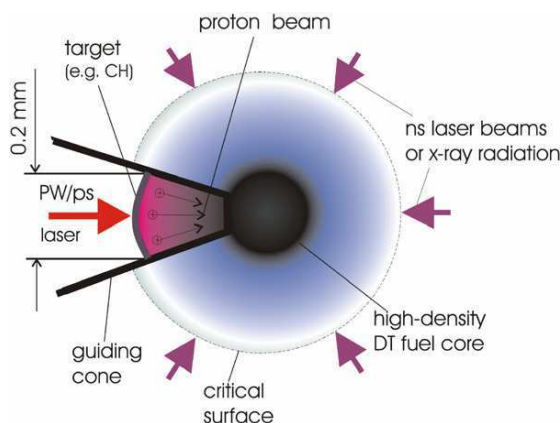
Wymagane parametry były następujące:  $E_{ig} \approx 17 \text{ kJ}$ ,  $I_{ig} \approx 7 \times 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ ,  $\tau_{ig} \approx 20 \text{ ps}$ ,  $r_{ig} \approx 20 \text{ μm}$  (gdzie  $E_{ig}$  – energia wiązki jonów,  $I_{ig}$  – intensywność wiązki jonów,  $\tau_{ig}$  – długość impulsu jonowego i  $r_{ig}$  – promień wiązki jonów). Przedstawiono relację pozwalającą na obliczenie optymalnej wartości intensywności impulsu laserowego umożliwiającego wytworzenie takich wiązek jonowych. Wskazano na istotę problemu związanego z efektywnością depozycji energii lasera do tarcz jonowych (w zwykłych warunkach

akceleracji ta wydajność <10%). Na Rys.19 przedstawiono zależność efektywności transferu energii z lasera do protonów oraz intensywności wiązek protonowych w miejscu ich tworzenia jako funkcji intensywności lasera.



Rys.19 Efektywność transferu energii laser-wiązka protonów MeV oraz intensywność tych wiązek w źródle (blisko tarczy) w funkcji intensywności lasera (tarcze PS i AuPS).

W artykule przedstawiono koncepcje realizacji procesów efektywnej akceleracji jonów w oparciu o metody stosowane na świecie i badania własne (eksperymenty na układzie LULI, symulacje numeryczne) (Rys.20).



Rys.20 Koncepcja szybkiego zapłonu (FI-fast ignition) zrealizowana przy użyciu metody SLPA (Skin Layer Ponderomotive Acceleration). Gęsta, skoncentrowana wiązka protonów wygenerowana podczas oddziaływania PW lasera z dielektryczną, bogatą w protony tarczą o zakrzywionej powierzchni zapala paliwo DT w wyniku stożkowo ukierunkowanej implozji.

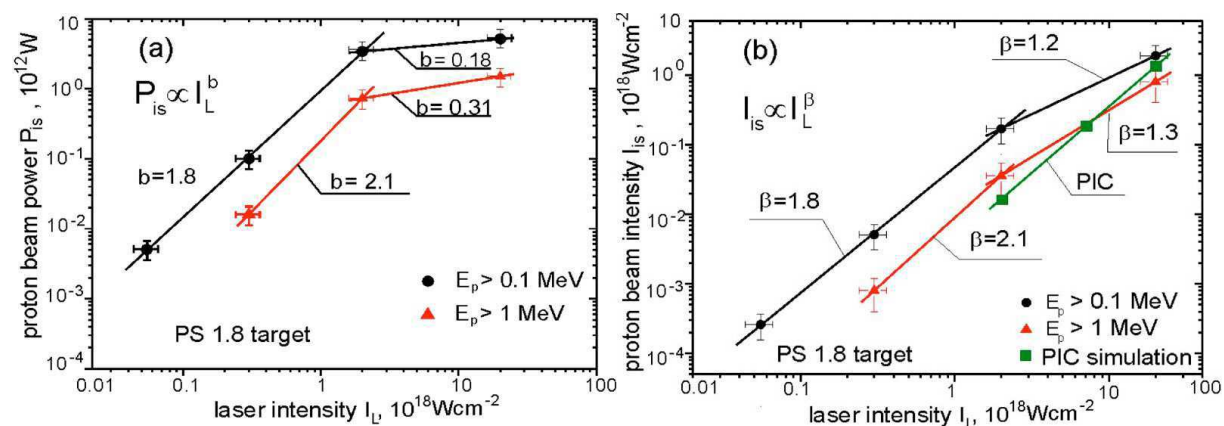
Na zakończenie zostały zaprezentowane istniejące i projektowane systemy laserowe z całego świata a wśród nich: Japonia – FIREX I, GEKKO XII, Stany Zjednoczone – OMEGA, HEPW, SNL, NIF, Chiny – SG-II, Europa – Vulcan PW, Petal i Hiper.

Podsumowując stwierdzono, że FI posiada istotne zalety w stosunku do klasycznej metody zapłonu (classical ICF) opartej na czystej, jednostopniowej kompresji paliwa DT do wartości powyżej  $600 \text{ g/cm}^3$ . FI jak wynika z badań numerycznych może być zrealizowane już przy fizycznie możliwych do osiągnięcia parametrach wiązek laserowych tj. energii  $E_L < 100 \text{ kJ}$ , na multi-kJ, PW układach laserowych planowanych lub istniejących w roku 2007.

W latach 2007-2008 zająłem się pracami nad relatywistycznym, jednowymiarowym kodem typu particle-in-cell (PIC). Kody tego typu zaliczane są do kodów kinetycznych o charakterze lagrangeowsko-eulerowskim w których zakłada się, zazwyczaj, bezzderzeniowość. Zaletą takich kodów jest to iż nadają się doskonale do badania

oddziaływań w warunkach relatywistycznych intensywności promieniowania laserowego z plazmą dla których to oddziaływań podejście hydrodynamiczne traci sens fizyczny. Stworzony kod był analogiem znanego kodu LPIC++ stosowanego z powodzeniem w pracach symulacyjnych. W ramach kodu możliwe było profilowanie preplazmy jak i postplazmy (profile liniowe i eksponencjalne), symulacja polaryzacji liniowej i kołowej, a także modelowanie tarcz złożonych typu  $C_nH_n$  (dwupierwiastkowe tarcze z tworzyw sztucznych np. PS, CH), tarcz metalowych z zaokludowaną warstwą protonową oraz tarcz jednoskładnikowych.

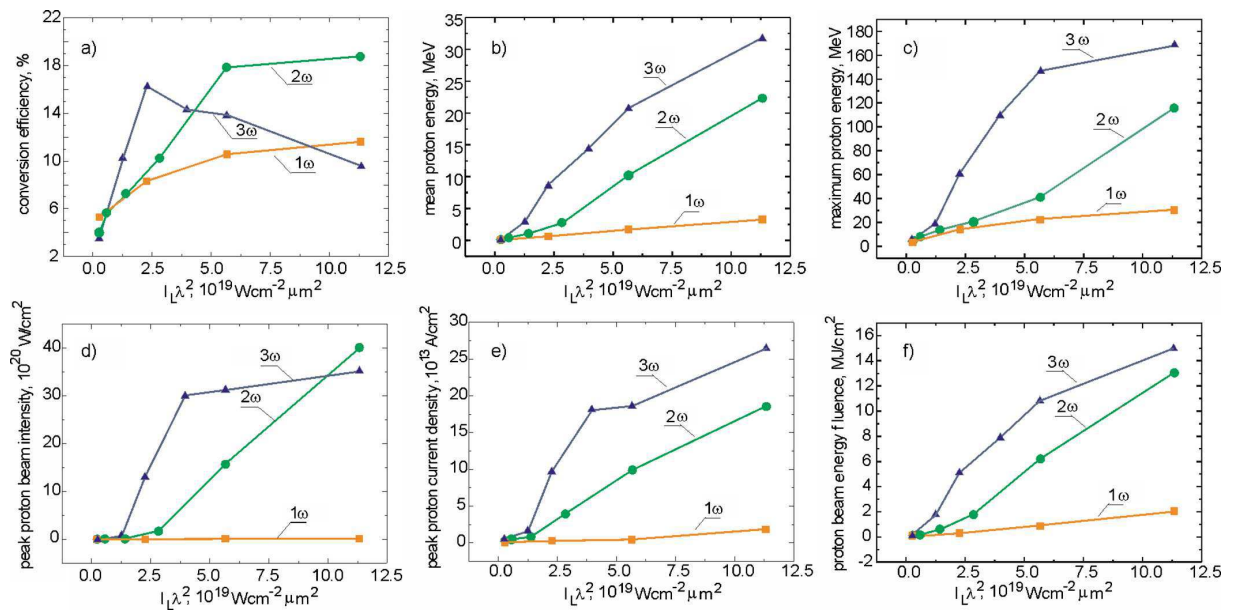
Efektom badań opisanych w pracach [A-14, A-15] było przebadanie protonów emitowanych z cienkich tarcz (1 – 3  $\mu\text{m}$ ) stałych poddanych działaniu impulsów laserowych o długości 0.35 ps, pochodzących z lasera o energii 15 J i skupionych do wiązki o intensywności  $I_L=2 \times 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$ . Wykazano, że w warunkach akceleracji protonów bliskich reżimowi S-LPA można otrzymać wiązki o mocach rzędu terawatów i intensywnościach około  $10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ . Zauważono również, że parametry otrzymywanych wiązek zależą w znaczącym stopniu od struktury tarczy i mogą być znacząco poprawione w wyniku zastosowania tarcz dwuwarstwowych Au/PS (tarcza Au 0.1 – 0.2  $\mu\text{m}$  pokryta warstwą polistyrenu). Praca bazowała na wynikach uzyskanych na laserze 100 TW LULI o długości fali  $\lambda_L=1.05 \mu\text{m}$ , długości impulsów  $\tau_L=350 \text{fs}$  i kontraście  $\sim 10^7$ . W toku eksperymentów przebadano tarcze z polistyrenu PS (1 – 3  $\mu\text{m}$ ) oraz tarcze dwuwarstwowe Au/PS (tarcza Au 0.05 – 0.2  $\mu\text{m}$  pokryta warstwą polistyrenu). Dodatkowo przedstawiono wyniki symulacji 1D wykonanych przy użyciu kodu relatywistycznego typu particle-in-cell (PIC) stworzonego w tym okresie. W konkluzji należy stwierdzić, że uzyskane wyniki dają realną nadzieję na poprawę osiąganych intensywności wiązek protonowych pozwalającą na użycie ich w procesie szybkiego zapłonu (FI) termojądrowego (Rys.21).



Rys.21 Moc wiązki protonów (a) i intensywność (b) w źródle jako funkcja intensywności lasera. Punkty z oznaczeniami błędów to wyniki pomiarów na kolektorach jonów IC; linie to efekt aproksymacji funkcjami wykładniczymi. Punkty bez oznaczeń błędów to rezultat symulacji PIC, w których impuls super-Gaussowski o długości 0.35 ps oddziaływał z niejednorodną, wodorową warstwą plazmy.

Istotnym parametrem akceleracji wiązek protonowych jest długość fali promieniowania laserowego użytego w tym procesie. Zbadaniem wpływu tego parametru na właściwości generowanych wiązek zajęto się w pracy [A-16]. Badania miały charakter numeryczny. Przy użyciu własnego kodu numerycznego typu PIC 1D zbadano akcelerację dla pierwszej  $1\omega$ , drugiej  $2\omega$  i trzeciej  $3\omega$  harmonicznej lasera Nd:YAG i impulsów o czasach trwania  $\tau_L \leq 1 \text{ps}$ . Wiązka laserowa była spolaryzowana liniowo, a grubości badanej tarczy wahały się między  $0.1\mu\text{m}$  a  $8\mu\text{m}$ . Preplazma miała kształt eksponencjalny. Koncentracja

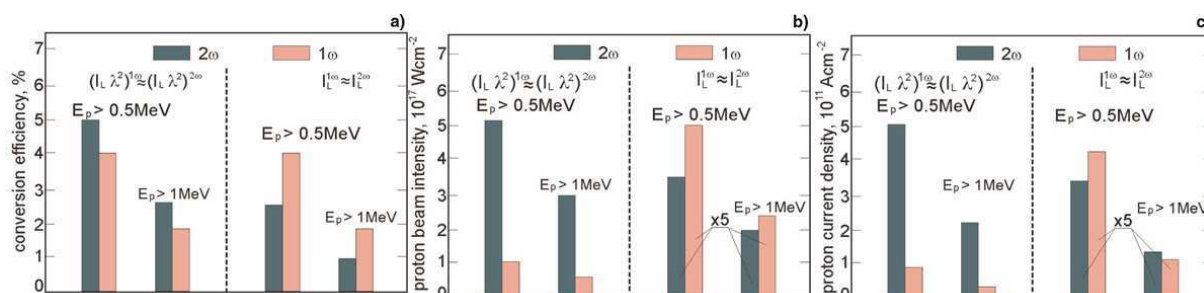
maksymalna protonów wynosiła  $n_{\max} = 4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  dla stałych tarcz polietylenowych (CH) i  $10^{23} \text{ cm}^{-3}$  dla tarcz polistyrenowych (CH<sub>2</sub>). W toku symulacji wykazano, że wraz ze skróceniem długości fali i zachowaniem stałej wartości iloczynu  $I_L \lambda^2$ , wzrostowi ulegał wkład mechanizmu S-LPA w proces akceleracji protonów a tym samym osiągnano wzrost prawie wszystkich parametrów wiązki jonowej (intensywności, gęstości prądu, fluencji energetycznej oraz średniej i maksymalnej energii jonów). Nawet przy umiarkowanych wartościach  $I_L \lambda^2 \leq 10^{20} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2$  i dla krótkich długości fali ( $\lambda \leq 0.5 \mu\text{m}$ ) możliwe jest uzyskanie ultrakrótkich ( $\leq 100 \text{ fs}$ ), multi-MeV wiązek protonów o intensywnościach i natężeniach prądów przekraczających  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  i  $10^{14} \text{ A/cm}^2$  (Rys.22). W szczególności użycie multipikosekundowego, krótkofalowego źródła promieniowania laserowego (np.  $2\omega$ ,  $3\omega$  lasera Nd:YAG), możliwie z polaryzacją kołową wydaje się być obiecującą i wysoko-wydajną ( $\eta \geq 15 \%$ ) drogą wytwarzania wiązek protonowych o parametrach wymaganych w procesie szybkiego zapłonu ICF FI.



Rys.22 Parametry wiązek protonów przyspieszanych impulsami laserowymi o różnych długościach (odpowiadających harmonicznemu  $1\omega$ ,  $2\omega$ , and  $3\omega$  lasera of Nd:glass) w funkcji  $I_L \lambda^2$ .  $L_T=1 \mu\text{m}$ ,  $L_n=0.25 \mu\text{m}$ ,  $\tau_L=0.35 \text{ ps}$ , and  $n_{\max}=4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ .

Uściśleniem wyników prac opisanych w [A-16] i porównaniem ich z rezultatami eksperymentów zajęto się w artykule [A-17], w którym zbadano wpływ intensywności ( $I_L$ ), długości fali ( $\lambda$ ), grubości tarczy ( $L_T$ ) oraz parametrów preplazmy ( $L_n$ ) na parametry wytwarzanych wiązek protonowych i efektywność depozycji energii laser-jony ( $\eta$ ). Wyniki zostały porównane z rezultatami otrzymanymi w toku eksperymentów przeprowadzonych na laserze 100 TW LULI generującym intensywności  $I_L$  do  $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ . Obliczenia zostały przeprowadzone dla impulsów laserowych odpowiadających pierwszej ( $1\omega$ ) i drugiej ( $2\omega$ ) harmonicznej lasera Nd:glass, o czasach trwania  $\tau_L$  od 0.35 ps do 2 ps i intensywnościach  $I_L$  do  $5 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ . Wyjawszy spod oceny wydajność konwersji energii laser-protony ( $\eta$ ), gdzie wartości były podobne, dla wszystkich pozostałych parametrów wiązek jonowych zaobserwowano przewagę akceleracji wykonywanej przy użyciu impulsu  $2\omega$  nad akceleracją przy użyciu impulsu  $1\omega$ . W szczególności dla krótkiej preplazmy charakteryzowanej przez tzw. density gradient scale length  $L_n$ , różnica ta jest najwyraźniejsza. Dla  $I_L \lambda^2 \geq 5 \times 10^{19} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2$  szczytowa intensywność wiązki protonów jak też szczytowa wartość gęstości prądów osiągała, dla przypadku  $2\omega$ , wartości:  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  oraz  $10^{14} \text{ A/cm}^2$ .

W części pracy poświęconej eksperymentowi z wykorzystaniem 100 TW lasera LULI umożliwiającym generację impulsów 0.35 ps z kontrastem  $\sim 10^7$  ( $1\omega$ ) i  $10^8$  ( $2\omega$ ) i z intensywnościami dochodzącymi do  $2 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>, przebadano oddziaływanie promieniowania z tarczami polistyrenowymi (PS) o grubościach 0.6 – 1.0  $\mu\text{m}$ . W obu przypadkach (numerycznym i eksperymentalnym) wykazano, że impulsy  $2\omega$  lasera Nd:glass wytwarzają wiązki protonowe o znacznie wyższych intensywnościach, gęstościach prądów i fluencjach energetycznych niż jest to w przypadku impulsów  $1\omega$  (Rys.23). Nawet przy umiarkowanej wartości  $I_L\lambda \sim (0.5-1) \times 10^{20}$  Wcm<sup>-2</sup> $\mu\text{m}$  dla przypadku pikosekundowych impulsów  $2\omega$  możliwe jest wytworzenie multi-MeV wiązek protonów o intensywnościach rzędu  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> i gęstościach prądu  $10^{14}$  A/cm<sup>2</sup>.



Rys.23 Porównanie efektywności konwersji energii laser-protony (a), intensywności wiązki protonów (b) i gęstości prądów (c) w źródle dla średniej energii ( $<3$  MeV) protonów wygenerowanych przez wiązkę  $1\omega$  lub  $2\omega$  lasera Nd:glass. Wyniki otrzymano z eksperymentu przeprowadzonego dla parametrów  $I_L\lambda^2 \approx 2.1 \times 10^{18}$  Wcm<sup>-2</sup> $\mu\text{m}^2$ ,  $\tau_L = 0.35$  ps,  $L_T = 1$   $\mu\text{m}$ .

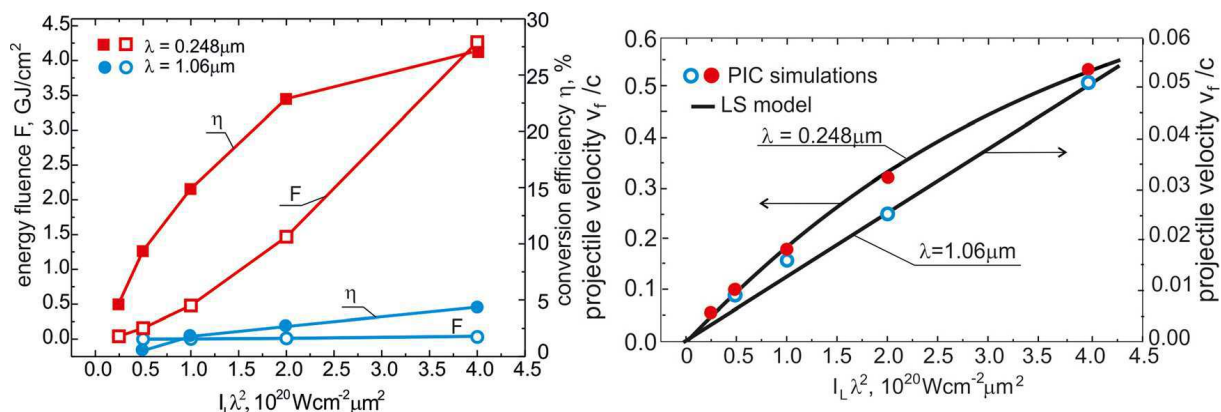
Niska wartość  $L_n$  i mniejsza długość fali prowadzi do uprzywilejowania mechanizmu S-LPA (RPA) nad innymi typami akceleracji i prowadzi do podwyższenia współczynnika konwersji energii laser-jony  $\eta > 10\%$  oraz pozwala na efektywne oddziaływanie z tarczami znacząco grubszymi niż w przypadku generacji z użyciem pierwszej harmonicznej ( $1\omega$ ). Dodatkowo wyższy kontrast towarzyszący akceleracji  $2\omega$  zmniejsza niejednorodności generowanych wiązek co zwiększa ich szansę na użycie w procesie szybkiego zapłonu w syntezie inercyjnej (FI ICF).

Problematyka akceleracji do ultra dużych prędkości pocisków plazmowych o gęstościach ciała stałego stała się kanwą badań numerycznych opisanych w artykule [A-18]. W pracy wykazano, że przy użyciu pikosekundowych impulsów z laserów ultrafioletowych (UV) możliwe jest wygenerowanie pocisków jonowych o fluencjach energetycznych  $F_i \geq 1$  GJ/cm<sup>2</sup> i prędkościach subrelatywistycznych nawet dla przeciętnych wartości bezwymiarowej amplitudy lasera  $a_0 \sim 10$ . Efektywność akceleracji z użyciem laserów UV jest znacząco wyższa niż w przypadku akceleracji laserami o większej długości fali ( $\lambda \sim 1$   $\mu\text{m}$ ) i tej samej wartości  $a_0$ . Napędzanie pocisków jonowych realizowane na tej zasadzie jest całkiem dobrze opisane przez tzw. model „Światelnego Żagla” („Light Sail”).

W badaniach zademonstrowano, że dla impulsu o polaryzacji kołowej i długości  $\tau_L = 2$  ps, parametry pocisków plazmowych istotnie zależą od długości fali (badania dla  $\lambda = 1.06$   $\mu\text{m}$  Nd:YAG i  $\lambda = 0.248$   $\mu\text{m}$  KrF). Przebadano tarcze o grubościach  $L_T = 10$   $\mu\text{m}$ , preplazmie scharakteryzowanej przez  $L_n = 0.25$   $\mu\text{m}$  oraz dla koncentracji elektronów i jonów równej  $10^{23}$  cm<sup>-3</sup>. Przyjęta wartość  $I_L\lambda^2$  była równa  $4 \times 10^{20}$  Wcm<sup>-2</sup> $\mu\text{m}^2$ . W pierwszym etapie akceleracji prawie wszystkie jony i elektrony są sprężane do wartości wyższej niż gęstość ciała stałego ( $> 10^{23}$  cm<sup>-3</sup>), a następnie taka struktura jest rozpędzana do wysokich prędkości ( $v \sim 10^{10}$  cm/s) i wysokich wartości fluencji energetycznej  $> 1$  GJ/cm<sup>2</sup>. Dodatkowo w pracy

przebadano zależność współczynnika konwersji ( $\eta$ ) i fluencji energetycznej jonów ( $F_i$ ) w funkcji  $I_L \lambda^2$ .

Stwierdzono, że dla zakresu  $I_L \lambda^2$  od  $0.25 \times 10^{20} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$  do  $4 \times 10^{20} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$ , współczynnik konwersji dla lasera KrF jest 5-6 razy większy niż dla lasera Nd:YAG, a fluencja energetyczna  $F_i$  jest ponad 100 razy wyższa dla pierwszego z laserów. Dla wartości  $I_L \lambda^2 = 1.5 \times 10^{20} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$  odpowiadającej  $a_0 \sim 10.5$  współczynnik konwersji, fluencja energetyczna i średnia prędkość jonów dla lasera KrF osiągają odpowiednio:  $\eta \approx 20\%$ ,  $F_i \approx 1 \text{ GJ/cm}^2$ ,  $v \approx 8 \times 10^9 \text{ cm/s}$  (Rys.24). Parametry te można osiągnąć dla laserów o energiach  $\sim 100 \text{ kJ}$  i są one wystarczające do zrealizowania zapłonu silnie skompresowanego paliwa DT.



Rys.24 (Lewy wykres) Fluencja energetyczna pocisku i współczynnik konwersji energii laser-pocisk jako funkcja  $I_L \lambda^2$  dla akceleracji laserem KrF i Nd:glass.

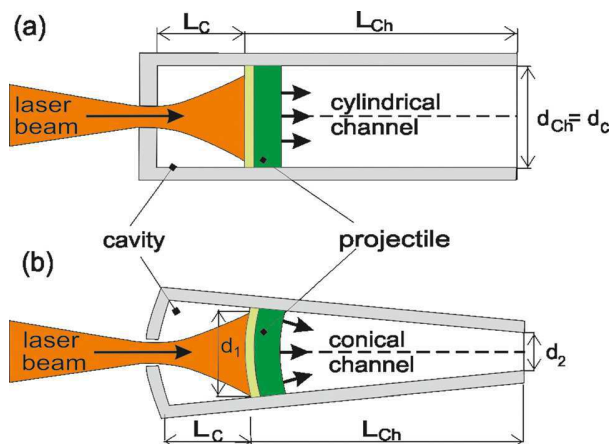
(Prawy wykres) Końcowa prędkość pocisku w funkcji  $I_L \lambda^2$  określona przy użyciu modelu LS (linia ciągła) i symulacji PIC (punkty i okręgi) dla laserów KrF i Nd:glass.

W latach 2011-2012 opracowano koncepcję metody znacznego poprawienia efektywności transferu energii laser-jony ( $\eta$ ) a tym samym znacznej poprawy parametrów wytwarzanych wiązek jonów. Metoda ta nazwana została akceleracją przy użyciu ciśnienia indukowanego laserem wewnątrz wnęki (laser-induced cavity pressure acceleration, LICPA). Metoda polega na tym iż tarcza umieszczana jest wewnątrz specjalnej, walcowatej wnęki do której przez niewielki otwór wprowadza się wiązkę laserową. Tak wprowadzona wiązka zostaje uwięziona w przestrzeni między przyspieszającą tarczą, a ściankami wnęki. W wyniku odbić promieniowanie lasera wchodzi wielokrotnie w interakcję z tarczą i jest wykorzystywane znacznie efektywniej.

W pracy [A-19] podjęto się przeanalizowania pomysłu na dwa sposoby. W pierwszym podejściu, z wykorzystaniem 1kJ układu laserowego PALS w Pradze przebadano akcelerację LICPA w reżimie hydrodynamicznym. Do wnęki reakcyjnej wprowadzano 300 ps impulsy laserowe  $1\omega$  ( $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$ ) oraz  $3\omega$  ( $\lambda = 0.438 \mu\text{m}$ ) o intensywnościach  $I_L$  od  $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  do  $5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ . W eksperymencie badano wielkości kraterów wytworzonych w masywnych tarczach z aluminium, umieszczonych na końcu wnęki.



Pod wpływem wiązek laserowych napędzano tarcze wykonane z polietylenu (10, 20, 30  $\mu\text{m}$  CH), polistyrenu (6, 10, 20, 30, 50  $\mu\text{m}$  PS) oraz aluminium (75  $\mu\text{m}$  Al) pokrytego mylarem (2.5  $\mu\text{m}$ ) lub polistyrenem (5  $\mu\text{m}$  PS). Wnęki reakcyjne miały kształt walca lub stożka (Rys.25).

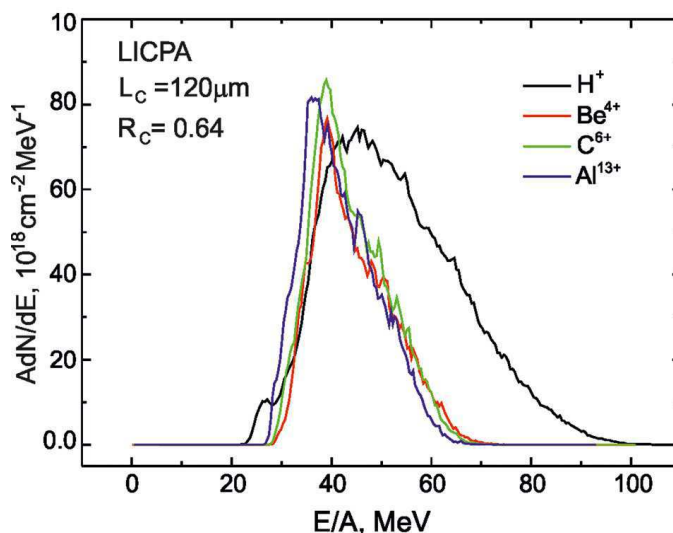


Rys.25 Dwie geometrie akceleratorów do akceleracji laserowej gęstej materii stosującej metodę LICPA: (a) akcelerator cylindryczny and (b) akcelerator stożkowy.

Wyniki porównania napędzania LICPA w porównaniu z klasycznym napędzaniem ablacyjnym (AA) wskazują na to iż objętości powstałych kraterów były o więcej niż rząd wielkości większe w przypadku metody LICPA niż w przypadku metody AA (20 razy dla  $3\omega$  i 100 razy dla  $1\omega$ ). Efekt ten tłumaczy się tym, że w przypadku napędzania AA w energię kinetyczną pocisku lecącego do przodu deponowane jest zaledwie  $\sim 10\%$  energii laser, podczas gdy reszta energii jest absorbowana przez warstwę ablacyjną poruszającą się do tyłu. W przypadku schematu LICPA energia warstwy ablacyjnej jest odzyskiwana wewnątrz wnęki i przekształcana w energię napędzanego pocisku. Dodatkowo dla LICPA otrzymano znacznie większe gęstości pocisków oraz ich prędkości dochodzące do  $\sim 2 \times 10^7$  cm/s. Sprawności konwersji energii  $\eta$  dla metody AA to:  $\sim 4.4\%$  ( $1\omega$ ),  $\sim 10.6\%$  ( $3\omega$ ), a dla LICPA  $70\% - 80\%$  dla  $1\omega$  i  $3\omega$ .

W drugim podejściu dokonano testów numerycznych napędzania tarcz metodą LICPA, w obszarze napędzania opartego na ciśnieniu światła (photon pressure acceleration), przy użyciu symulacji 1D PIC przeprowadzonej dla tarcz  $\text{H}^+$ ,  $\text{Be}^{4+}$ ,  $\text{C}^{6+}$  i  $\text{Al}^{13+}$  o realistycznej i stałej gęstości powierzchniowej  $\sigma_h = \rho \cdot L_T = 4 \times 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup>. Wiązka laserowa użyta w obliczeniach charakteryzowała się parametrami:  $\lambda = 1.06$   $\mu\text{m}$ ,  $I_L = 2.5 \times 10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau_L = 2$  ps (odpowiada to dla średnicy wiązki 50  $\mu\text{m}$ , laserowi 50 PW o energii 100 kJ). Długość wnęki wahała się w granicach od 40  $\mu\text{m}$  do 160  $\mu\text{m}$ . Współczynnik odbicia od ścianek wnęki  $R_c = 0.64$  (1/3 energii odbitej od tarczy w czasie każdego cyklu była tracona w wyniku niedoskonałości ścianek i ucieczki przez otwór wlotowy wnęki). W wyniku symulacji stwierdzono, że w metodzie LICPA otrzymuje się neutralne pociski plazmowe o stosunkowo wąskich spektrach energetycznych propagujące się z subrelatywistycznymi prędkościami  $v_p \sim 10^{10}$  cm/s.

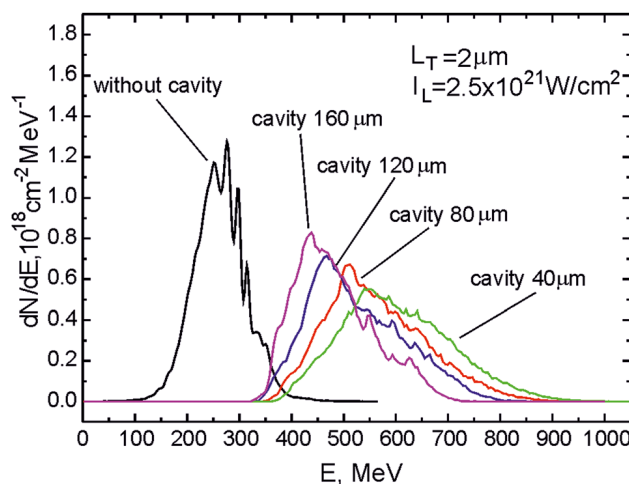
Dla ustalonych wartości gęstości powierzchniowej tarcz, takie parametry wiązek jonowych jak: średnia energia przypadająca na nukleon, fluencja energii kinetycznej  $F_i$  oraz współczynnik efektywności transferu energii laser-jony  $\eta$  są praktycznie niezależne od rodzaju jonu (Rys.26). Parametry wiązek protonowych miały wartości:  $F_p \sim 2$  GJ/cm<sup>2</sup>,  $I_p \sim 10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>,  $j_p \sim 10^{14}$  A/cm<sup>2</sup>,  $\tau_p < 1$  ps. Sprawności konwersji energii  $\eta$  osiągają pułap 60 – 70 %. Wszystkie te wartości są znacząco wyższe niż w przypadku czystego napędzania RPA (bez wnęki), co oznacza, że wiązki takie mogą być z powodzeniem zastosowane w szybkim zapłonie (FI) syntezy inercyjnej (ICF).



Rys.26 Spectra energetyczne pocisków plazmowych dla różnych jonów przyspieszanych w ciśnieniu fotonów w akceleratorach LICPA.

Dla wszystkich jonów,  $\sigma_h = \rho_L L_T = 4 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^2$  i  $L_T(\text{Al}^{13+}) = 1.48 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $L_T(\text{C}^{6+}) = 2 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $L_T(\text{B}^{4+}) = 2.16 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $L_T(\text{H}^+) = 28.6 \text{ } \mu\text{m}$ .

Badania opisane w artykule [A-20] były próbą określenia poprawy akceleracji jonowych tarcz węglowych przy akceleracji metodą LICPA w stosunku do akceleracji klasyczną metodą RPA (radiation pressure acceleration). Bazując na symulacjach PIC 1D przebadano przypadek akceleracji tarcz węglowych przy użyciu laserowych impulsów pikosekundowych o polaryzacji kołowej i intensywności  $\sim 10^{21} \text{ W/cm}^2$  dla metody LICPA i RPA. W obliczeniach przyjęto, że tarcza węglowa miała grubość od  $2 \text{ } \mu\text{m}$  do  $8 \text{ } \mu\text{m}$  i koncentrację startową  $n_i = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  oraz długość gradientu gęstości  $L_n = 0.25 \text{ } \mu\text{m}$ . Impuls i wiązka laserowa charakteryzowała się parametrami:  $I_L = 2.5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ ,  $5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ ,  $8 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau_L = 2 \text{ ps}$ .

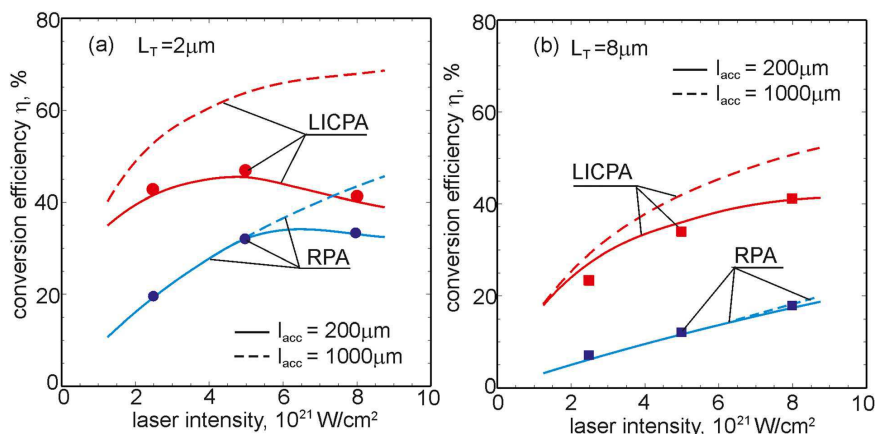


Rys.27 Spektrum energii jonów węgla przyspieszanych w schemacie LICPA (dla wnęk o długościach  $L_c$  od  $40 \text{ } \mu\text{m}$  do  $160 \text{ } \mu\text{m}$ ) lub schemacie RPA (bez wnęki).

$L_T = 2 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $I_L = 2.5 \times 10^{21} \text{ cm}^2$ ,  $R_c = 0.64$ ,  $I_{\text{acc}} = 150 \text{ } \mu\text{m}$ .

Wnęka miała długości od  $40 \text{ } \mu\text{m}$  do  $160 \text{ } \mu\text{m}$ , a odbicie od ścianek wartość  $R_c = 0.64$ . Wykazano, że użycie różnej długości wnęk nie prowadzi do poszerzania się widm

energetycznych co oznacza, że pomimo wielokrotnego odbijania się wiązki wewnątrz wnęki nie psuje to procesu akceleracji. Jednocześnie porównanie kształtów widm energetycznych otrzymanych w wyniku napędzania wiązkami o różnych intensywnościach  $I_L = 2.5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ ,  $5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$  udowadnia, że względna szerokość spektrum pozostaje niezmienna (Rys.27). Dodatkowo obserwuje się znaczną poprawę współczynnika konwersji energii  $\eta$  dla schematu LICPA w stosunku do schematu RPA i jest to poprawa rzędu 2. W przypadku tarcz cienkich ( $2 \mu\text{m}$ ) obserwuje się szybszy i większy wzrost efektywności konwersji wraz ze zwiększeniem natężenia wiązki lasera, dochodzący do 45 % dla  $I_L=2.5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ , w porównaniu do tarcz grubszych ( $8 \mu\text{m}$ ), gdzie mamy dla tej samej intensywności maksymalnie 32 % (Rys.28).

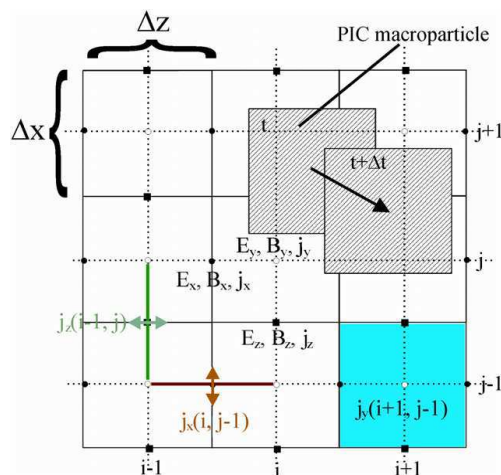


Rys.28 Współczynnik konwersji energii laser-jony dla schematu LICPA i dla schematu konwencjonalnego RPA. Linie ciągłe i przerywane oznaczają przewidywania modelu GLS (General Light-Sail model). Kółka i kwadraty oznaczają wyniki symulacji PIC.  $L_c=120 \mu\text{m}$  or  $\infty$ ,  $R_c=0.64$ .

Jednak dla tarcz cienkich w wyższym rejonie  $I_L$  dochodzi do przebicia tarczy i załamania się dalszej poprawy współczynnika  $\eta$ . W podsumowaniu należy jednak podkreślić, że przy użyciu pikosekundowych laserów o intensywnościach  $\sim 10^{21} \text{ W/cm}^2$  daje się uzyskać w metodzie LICPA wiązki jonów węgla o energiach sub-GeV do multi-GeV z fluencją energetyczną  $\geq 1 \text{ GJ/cm}^2$  oraz intensywnością wiązki  $>10^{20} \text{ W/cm}^2$ . Wszystkie te cechy świadczą o przydatności omawianej metody wytwarzania wiązek jonowych w fizyce wysokich gęstości mocy (HEDP) oraz inercyjnej fuzji jądrowej (ICF).

W latach 2012-2013 zbudowałem relatywistyczny kod 2D typu particle-in-cell (PIC) o nazwie PIC2D, umożliwiający analizowanie wielu niedostępnych w kodzie 1D zagadnień związanych z oddziaływaniem wiązek laserowych z tarczami jonowymi. Kod umożliwił analizę realistycznych kształtów wiązek laserowych z uwzględnieniem ich rozmiarów przestrzennych oraz takich zjawisk jak rozbieżność lub zbieżność. Można było śledzić realną strukturę pól elektromagnetycznych oraz przestrzennych rozkładów jonów i elektronów. Program pozwalał na zasymulowanie warunków akceleracji LICPA z uwzględnieniem kształtów wnęki (wnęka walcowata lub stożkowa), zmiennych rozmiarów otworu wlotowego oraz realnych ścianek wnęk (np. zamodelowanie ścianek ze złota Au). W przypadku symulacji LICPA 2D można więc było zrezygnować z arbitralnego wyboru współczynnika strat  $R_c$  charakterystycznego dla obliczeń 1D. Efektem tych prac był artykuł [A-21], w którym zostały zaprezentowane podstawy fizyczne i numeryczne kodu 2D, a także wstępne wyniki obliczeń wykonanych na bazie omawianego programu. Tak jak wspomniano kod PIC2D jest w pełni relatywistycznym (elektrony i jony) łączącym w sobie równania Maxwella, opisujące pola elektromagnetyczne, z relatywistycznymi równaniami ruchu tzw. makrocząstek

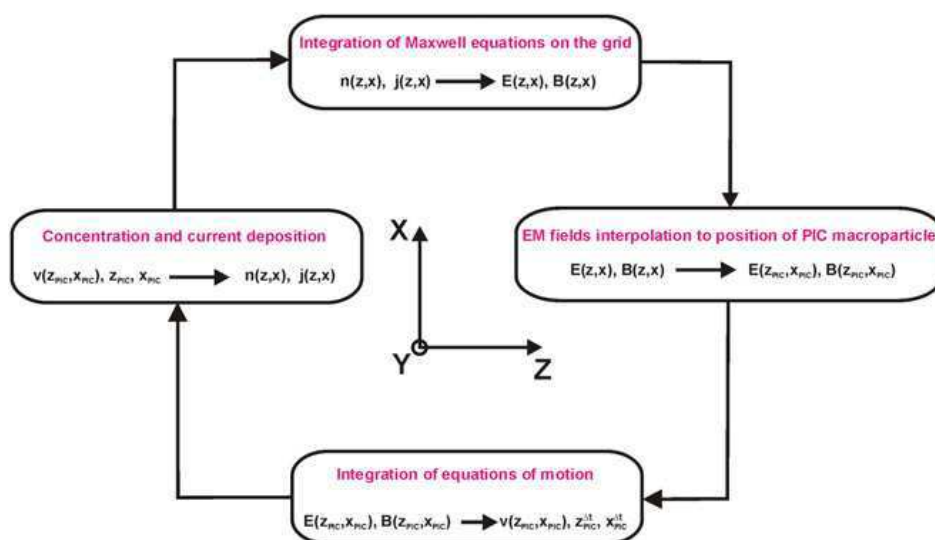
reprezentujących duże zbiory elektronów i jonów. Omawiany kod od strony numerycznej należy do tzw. kodów Lagrangeowsko-Eulerowskich. Pola elektryczne i magnetyczne, gęstości prądów oraz koncentracje elektronów i jonów liczone są w węzłach nieruchomych siatek Eulera (siatki te są w specjalny sposób poprzysuwane względem siebie) (Rys.29), natomiast ruch makrocząstek liczony jest w układzie współrzędnych ruchomych związanych z tymi makrocząstkami (współrzędne Lagrangea).



Rys.29 Struktura siatek numerycznych kodu PIC2D

Główny cykl pracy kodu podzielony został na cztery części (Rys.30):

- wyznaczenie pól  $E$  i  $B$  w węzłach siatek Eulera na bazie równań Maxwell'a i z wykorzystaniem danych o koncentracjach oraz gęstościach prądów
- interpolacja pól  $E$  i  $B$  do pozycji makrocząstek
- rozwiązanie równań ruchu dla makrocząstek
- wyznaczenie nowych wartości koncentracji i gęstości prądów

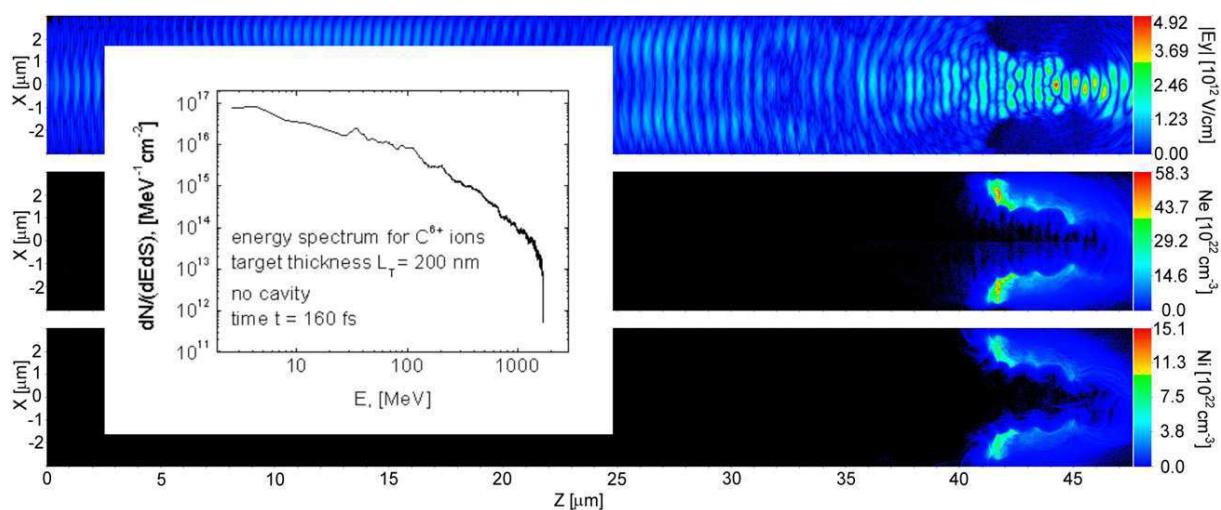


Rys.30 Cykl obliczeniowy w kodzie PIC2D

Równania Maxwella były rozwiązywane przy użyciu metody różnic skończonych i w pierwszym przybliżeniu przypominało schemat opracowany przez Yee. Jednakże w odróżnieniu od koncepcji Yee zamiast rozwiązywania równań różnicowych równań

pierwszego rzędu do postaci równań falowych (drugiego rzędu) co zapewniło olbrzymią poprawę stabilności rozwiązania numerycznego. Dodatkowo w kodzie zrezygnowano z rozwiązywania czasochłonnego równania Poissona służącego do wyznaczania pewnych składowych pól elektrycznych na rzecz precyzyjnego wyznaczania gęstości prądów. Gęstości prądów były szacowane z wykorzystaniem schematu Villasenora-Bunemana, w którym zastosowałem procedury rekurencyjne, znacznie przyspieszające i upraszczające ich algorytm. W wielu przypadkach prezentowanych w literaturze schemat ten był zastępowany modelem 'zig-zag' opracowanym przez Umedę. W celu rozwiązania równań ruchu zastosowałem wypróbowaną i bardzo precyzyjną metodę Birsdalla i Langdona, w której rozwiązanie relatywistycznego równania ruchu podzielone jest na trzy części: połówkową akcelerację polem E, rotację wokół pola B i połówkową akcelerację polem E.

Jako test przeprowadzono akcelerację tarczy węglowej o grubości  $L_T = 200$  nm i preplazmie charakteryzowanej przez  $L_n = 250$  nm przy użyciu impulsu laserowego  $\lambda = 800$  nm,  $I_L = 2 \times 10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> i  $\tau_L = 130$  fs (takie parametry są osiągalne na laserze ELI generującego impuls 1.3 kJ o mocy 10 PW). Obliczenia przeprowadzono dla przypadku z wnęką (LICPA) i bez wnęki (RPA). W przypadku z wnęką tarcza była oddalona od otworu wlotowego o 40  $\mu$ m. Dane otrzymane nawet po krótkim czasie (160 fs) oddziaływania promieniowania laserowego z tarczą wykazały przewagę napędzania wiązek jonowych przy zastosowaniu metody LICPA (maksymalne energie jonów  $> 1.1$  MeV) i jednocześnie ukazały złożony charakter pól EM w przestrzeni między otworem wlotowym wnęki, a napędzaną tarczą węglową (Rys.31).



Rys.31 Wyniki symulacji kodem PIC2D dla laserowej akceleracji tarczy węglowej dla przypadku bez wnęki w chwili czasowej  $t = 160$  fs. Góra-wartości bezwzględne pola elektrycznego  $E_y$ , środek-koncentracje jonów węgla, dół-koncentracje electronów, rysunek wklejony-spektrum energetyczne spectrum jonów węgla.  $\lambda = 800$  nm,  $I = 2 \times 10^{22}$  Wcm<sup>-2</sup>,  $\tau_L = 130$  fs, polaryzacja liniowa,  $L_T = 200$  nm i  $L_n = 250$  nm.

W [A-22] zajęto się symulacją PIC 1D akceleracji jonowych tarcz węglowych oraz ciężkich (5  $\mu$ g) mikro pocisków ze złota, przy użyciu pikosekundowych, 100 kJ impulsów laserowych oddziaływujących w reżimie akceleracji LICPA i RPA.

Celem eksperymentów z tarczami węglowymi było potwierdzenie możliwości użycia ich jako wiązek inicjujących proces szybkiego zapłonu (FI). W przypadku tarcz złotych celem badań było potwierdzenie możliwości wytwarzania ciężkich mikro pocisków.

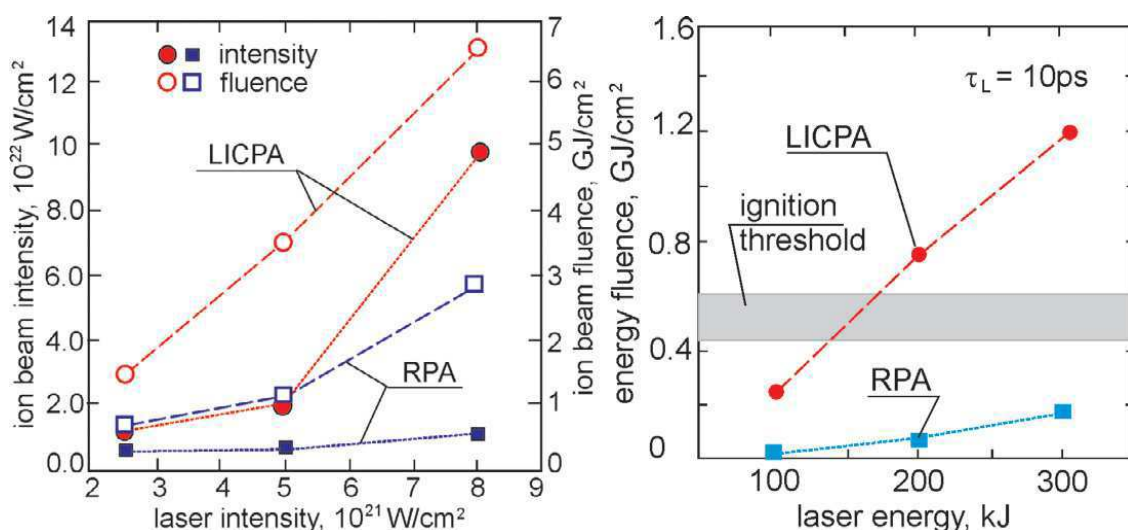
Od wiązki jonów (protony, jony węgla), które mają zostać użyte jako zapalniki w procesie syntezy inercyjnej wymaga się aby: czas ich trwania wynosił od 5-20 ps, średnia

energia jonów na nukleon wynosiła  $\sim 10\text{-}50 \text{ MeV amu}^{-1}$ , intensywność wiązki  $\geq 10^{20} \text{ W/cm}^2$ , fluencja energetyczna powinna wynosić  $\geq 2 \text{ GJ/cm}^2$ , a całkowita energia wiązki ma wynosić  $\geq 20 \text{ kJ}$ . Dodatkowo wymaga się, aby współczynnik transferu energii laser-jony  $\geq 15 \%$ .

W symulacji zamodelowano tarcze węglowe o grubości  $L_T = 8 \text{ }\mu\text{m}$  i preplazmie z  $L_n = 0.25 \text{ }\mu\text{m}$ , które zostały umieszczone we wnęce o współczynniku odbicia  $R_c = 0.64$  w odległości  $L_c = 160 \text{ }\mu\text{m}$  od otworu wlotowego. Do akceleracji użyto impulsu o  $\tau_L = 2 \text{ ps}$ ,  $I_L = 2.5 \times 10^{21}$ ,  $5 \times 10^{21}$ ,  $8 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ . W rezultacie symulacji stwierdzono, że intensywności wiązek w schemacie LICPA były 10 razy wyższe niż dla przypadku RPA, fluencje energetyczne były wyższe od 2-4 razy w zależności od wartości  $I_L$ . W obu przypadkach akceleracji względne szerokości widm energetycznych były zbliżone ( $\Delta E_i / \langle E_i \rangle \sim 0.3 - 0.4$ ), ale dla LICPA średnie energie jonów na nukleon wynosiły od  $\sim 7.2$  do  $\sim 41 \text{ MeV/amu}$ , podczas gdy dla RPA było to  $\sim 2.2$  do  $\sim 18 \text{ MeV/amu}$ . Odpowiednio dla LICPA  $\eta = 23 - 41 \%$  i  $7 - 18 \%$  dla RPA. Podsumowując stwierdzono, że dla  $I_L = 5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$  w przypadku schematu LICPA wszystkie parametry wiązki są powyżej wymaganych w procesie szybkiego zapłonu, dla RPA wartości te są 2 razy za małe.

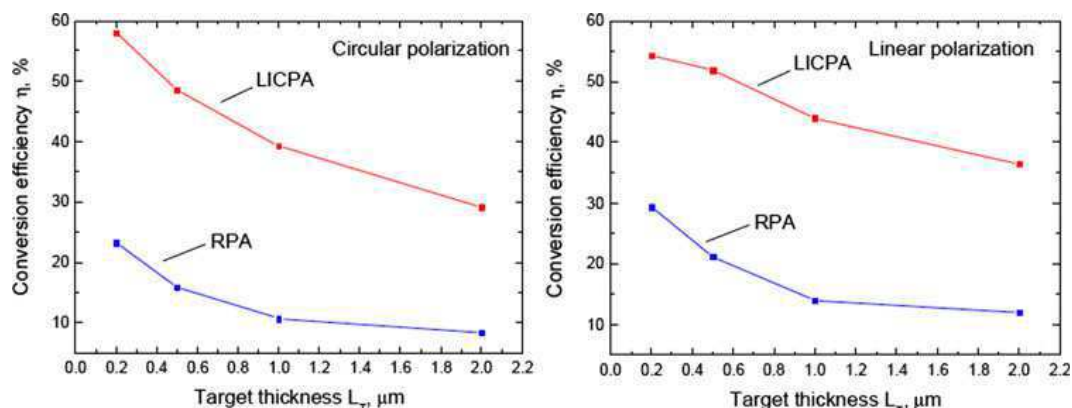
W zapłonie nazwanym „impact ignition” wymaga się aby ciężki pocisk o masie  $10^{-6} - 10^{-4} \text{ g}$  został rozpędzony do prędkości powyżej  $10^8 \text{ cm/s}$ . W schemacie prezentowanym przez Caruso wymagania te sprowadzają się do: masa pocisku Au  $\sim 1 \text{ }\mu\text{m}$ , prędkość  $5 \times 10^8 \text{ cm/s}$ , minimalna energia kinetyczna  $10\text{-}20 \text{ kJ}$  i fluencja energetyczna  $\sim 500 \text{ MJ/cm}^2$ .

W obliczeniach zasymulowano tarczę  $\text{Au}^{10+}$  o grubości  $L_T = 5 \text{ }\mu\text{m}$  i preplazmie  $L_n = 0.25 \text{ }\mu\text{m}$ , akcelerowaną przy użyciu wiązek laserowych o parametrach:  $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\tau_L = 10$  lub  $2.5 \text{ ps}$  i intensywnościach (dla  $\tau_L = 10 \text{ ps}$ )  $2 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ,  $4 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ,  $6 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ , (dla  $\tau_L = 2.5 \text{ ps}$ )  $8 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ,  $1.6 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ ,  $2.4 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ . Wnęka miała współczynnik odbicia  $R_c = 0.75$  i dystans otwór wlotowy tarcza  $L_c = 300 \text{ }\mu\text{m}$ . W wyniku analizy numerycznej okazało się, że dla energii lasera  $E_L = 150 \text{ kJ}$  odpowiadającej  $I_L = 3 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ , (dla  $\tau_L = 10 \text{ ps}$ ) wszystkie parametry pocisku Au spełniają warunki zapłonu zrealizowanego w schemacie „impact ignition” dla akceleracji typu LICPA podczas, gdy dla napędzania RPA progi zapłonu mogą być osiągnięte dopiero dla laserów z  $E_L > 500 \text{ kJ}$ . Odpowiednie parametry osiągnięte dla LICPA były następujące:  $v_p = 7.6 \times 10^8 - 1.6 \times 10^9 \text{ cm/s}$ ,  $\eta = 12 - 21 \%$ ,  $F_p = 0.21 - 1.2 \text{ GJ/cm}^2$ , dla RPA:  $v_p = 2.4 \times 10^8 - 6.9 \times 10^8 \text{ cm/s}$ ,  $\eta = 1.2 - 3.3 \%$ ,  $F_p = 0.01 - 0.2 \text{ GJ/cm}^2$  (Fig.32).

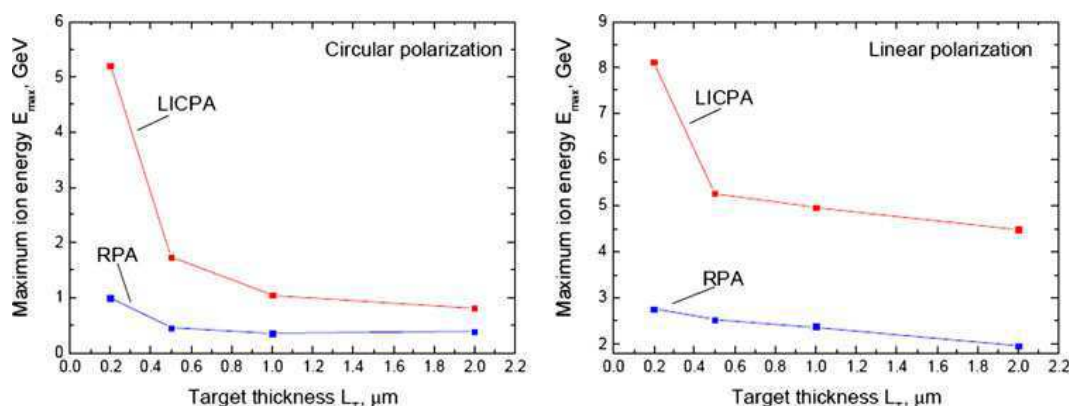


Rys.32 (Lewy rysunek) Intensywność i fluencja jonów węgla w funkcji intensywności lasera. (Prawy rysunek) Fluencja wiązek złota w funkcji energii lasera (schemat LICPA i RPA).

Kolejnym krokiem badań nad akceleracją wiązek jonowych w oparciu o metodę LICPA były numeryczne badania nad efektywnością wytwarzania takich wiązek w zależności od parametrów tarcz węglowych i typu polaryzacji wiązek laserowych. Zagadnieniem tym zajęto się w pracy [A-23]. Przy zastosowaniu modelowania PIC 1D i pomocniczo PIC 2D, zbadano zachowanie się tarcz węglowych o grubościach  $L_T = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $0.5 \mu\text{m}$ ,  $1.0 \mu\text{m}$ ,  $2.0 \mu\text{m}$  z preplazmą o  $L_n = 0.25 \mu\text{m}$ . W przypadku metody LICPA tarcza była odsunięta od otworu wlotowego na dystans  $L_c = 40 \mu\text{m}$ . W obliczeniach przyjęto, że energia wiązki lasera o długości  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$  miała stałą wartość niezależnie od polaryzacji co implikowało, że dla polaryzacji kołowej  $I_L = 10^{22} \text{ W/cm}^2$ , a dla polaryzacji liniowej  $2 \times 10^{22} \text{ W/cm}^2$ . Impulsy miały długość  $\tau_L = 130 \text{ fs}$ . Dodatkowo w przypadku modelowania 2D przyjęto, że szerokość wnęki wynosiła  $6 \mu\text{m}$ , a szerokość otworu wlotowego  $d = 1.5 \mu\text{m}$  lub  $3 \mu\text{m}$ . Wyznaczone w czasie symulacji 2D wartości odbicia wiązki dla symulacji 1D wyniosły: dla  $d = 1.5 \mu\text{m}$ ,  $R_c = 0.64$ , a dla  $d = 3.0 \mu\text{m}$ ,  $R_c = 0.51$ . W wyniku obliczeń 2D zauważono, że w przypadku symulacji akceleracji LICPA na skutek formowania się złożonej struktury pól elektromagnetycznych w przestrzeni między ścianką wejściową, a tarczą powstają warunki do powstawania różnego typu niestabilności np. niestabilności Rayleigha-Taylora odpowiedzialnych za złożony rozlot jonów. Jednak ze względu na obecność ścianek wnęki jony nie rozbiegają się, a dodatkowo wystawione są na dłuższe przyśpieszanie przez promieniowanie EM uwięzione we wnęce, w porównaniu do mechanizmu RPA. W przypadku analizy wyników pochodzących z akceleracji bez wnęki (czysty mechanizm RPA) struktura promieniowania ze względu na brak odbić jest uporządkowana i prosta, jednak jony mają tendencję do rozlatywania się poza obszar efektywnej akceleracji i w efekcie tego osiągnięte parametry wiązek jonów są gorsze niż dla schematu LICPA. Pomimo tego, że modelowanie 2D odsłoniło dodatkowe aspekty fizyczne towarzyszące oddziaływaniu promieniowania laserowego z tarczami to jednak ze względu na znacznie szybsze działanie kodów 1D dalsze badania były przeprowadzone przy użyciu tego typu symulacji. W toku obliczeń stwierdzono znany już z wcześniejszych badań fakt, że dla akceleracji LICPA osiąga się znaczną poprawę parametrów wiązek jonowych w stosunku do akceleracji RPA, nowością okazało się natomiast spostrzeżenie iż akceleracja wiązkami o polaryzacji kołowej prowadzi do znacznej poprawy tego procesu w stosunku do przypadku, gdy w użyciu jest wiązka o polaryzacji liniowej. Zjawisko to tłumaczy się tym, że: w sytuacji, gdy używamy polaryzacji kołowej wartość wypadkowa wektorów pola elektrycznego i magnetycznego posiada stałą wartość, a zmianie ulega tylko zwrot tych wektorów w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji wiązki EM, co prowadzi do generacji wygładzonej w czasie siły ponderomotorycznej odpowiedzialnej za akcelerację. W przypadku polaryzacji liniowej wektory pola elektrycznego i magnetycznego zmieniają się w czasie z okresem równym  $T/2$  (gdzie  $T$ -okres drgań fali elektromagnetycznej) co z kolei prowadzi do periodycznego charakteru siły ponderomotorycznej i do pogorszenia warunków akceleracji. Jeśli chodzi o efektywność przekazywania energii laser-tarcza to nie zauważono znaczącej różnicy między polaryzacjami, a jedynie różnice między schematami akceleracji. Dla tarcz o różnych grubościach dla LICPA  $\eta = 28\% - 58\%$ , a dla RPA  $\eta = 2\% - 24\%$  (niższe wartości osiąga się dla grubszych tarcz, wyższe dla cienkich) (Rys.33). Sytuacja ulega zmianie w przypadku maksymalnej obserwowanej energii jonów  $\text{C}^{6+}$  (Rys.34). Dla polaryzacji liniowej dominującym efektem jest akceleracja typu TNSA (target normal sheath acceleration) prowadząca do powstawania jonów o wyższej energii, ale w stosunkowo małych ilościach w porównaniu z akceleracją RPA. Drugiemu z wyżej wymienionych mechanizmów sprzyja polaryzacja kołowa fali EM, prowadząca do powstawania wiązek jonów o mniejszych energiach, ale o znacznie większych gęstościach. Generalnie i zgodnie z intuicją zaobserwowano spadek podstawowych parametrów wiązek (średnia energia, efektywność



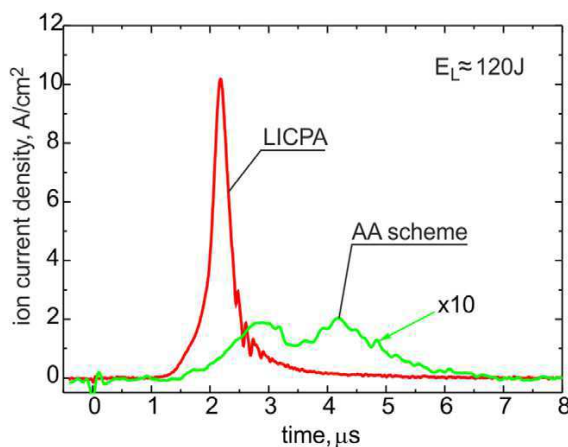
Rys.33 Współczynnik konwersji energii w funkcji grubości tarczy dla LICPA i RPA.  $\tau_L = 130$  fs,  $I_L = 2 \times 10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> (LP),  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> (CP). Rysunek dla jonów C<sup>6+</sup>.



Rys.34 Maksymalna energia jonów w funkcji grubości tarczy dla LICPA i RPA.  $\tau_L = 130$  fs,  $I_L = 2 \times 10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> (LP),  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup> (CP). Rysunek dla jonów C<sup>6+</sup>.

transferu energii laser-plazma oraz maksymalnej energii jonów) ze zwiększaniem się grubości tarczy.

W publikacji [A-24] dokonano podsumowania kilku lat naszych badań dotyczących zagadnień akceleracji przy zastosowaniu metody LICPA i ich porównania z akceleracją wykonaną bez użycia wnęki. W pracy zaprezentowano wyniki badań eksperymentalnych przeprowadzonych na układzie laserowym PALS w Pradze.

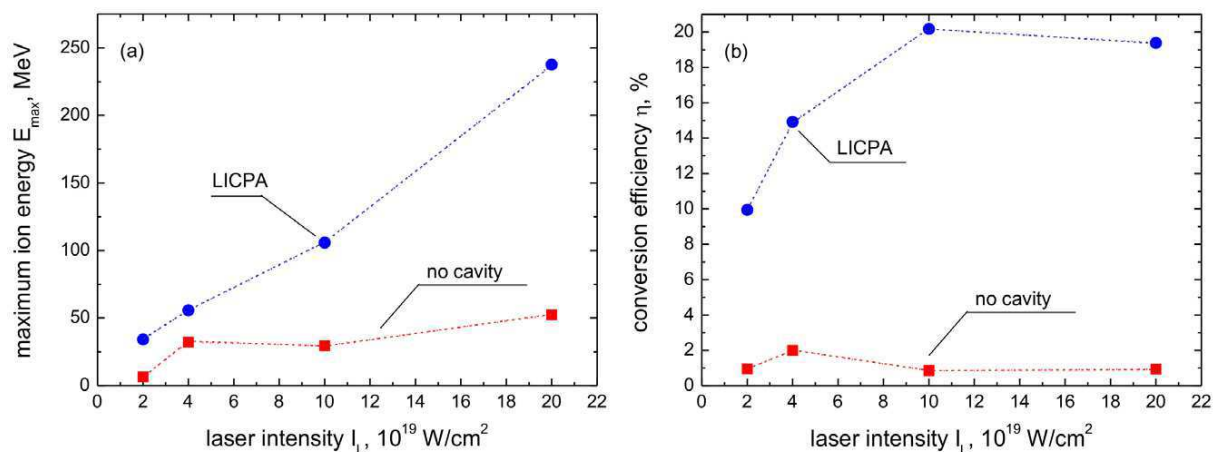


Rys.35 Sygnał jonowy TOF dla wiązki jonów przyspieszanej metodą LICPA lub AA, zarejestrowany na osi wiązki lasera w odległości 30 cm od naświetlanej tarczy CD<sub>2</sub>.



W eksperymencie przeprowadzonym w reżimie hydrodynamicznym ( $I_L \leq 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> i  $\tau_L > 10$  ps), gdzie dominującym efektem odpowiedzialnym za akcelerację jest ciśnienie gorącej plazmy w obszarze wnęki, wykazano olbrzymią poprawę wszystkich parametrów napędzanych pocisków plazmowych dla akceleracji z zastosowaniem wnęki (metoda LICPA) w porównaniu z metodą bezwnękową (Rys.35). We wszystkich przypadkach tarcz aluminiowych o grubościach: 10  $\mu$ m, 20  $\mu$ m, 50  $\mu$ m, 75  $\mu$ m pokrytych ablatorem polietylenowym o grubości 5  $\mu$ m, przyśpieszanych wiązką lasera o długości  $\tau_L = 0.3$  ns,  $I_L \sim 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> i umieszczonych we wnęcie w odległości  $L_c = 400$   $\mu$ m od otworu wlotowego zaobserwowano pojawienie się na wylocie wnęki pojawienie się gęstych pocisków aluminiowych o prędkościach dochodzących do  $\sim 100$  km/s. W przypadku akceleracji bezwnękowej w wyjściowym obszarze pomiarowym zaobserwowano jedynie pojawienie się plazmy CH o niskiej gęstości, podczas gdy część aluminiowa tarczy uległa tylko nieznacznemu przyśpieszeniu.

Drugim składnikiem pracy było przedstawienie wyników symulacji dla metody LICPA i napędzania bezwnękowego przeprowadzonego dla reżimu napędzania plazmy ciśnieniem fotonów (radiation photon acceleration RPA). W obliczeniach tych przebadano akcelerację przy użyciu krótkich impulsów laserowych o wysokich intensywnościach ( $\tau_L \ll 1$  ps,  $I_L \geq 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>) (Rys.36).



Rys.36 Maksymalna energia jonów (a) i współczynnik konwersji energii laser-jony (b) dla wiązek jonowych napędzanych w akceleratorze LICPA lub konwencjonalnie (bez wnęki) w funkcji intensywności lasera dla tarczy węglowej. Wynik symulacji 1D PIC dla  $L_T = 50$  nm,  $L_c = 100$   $\mu$ m i liniowej polaryzacji światła.

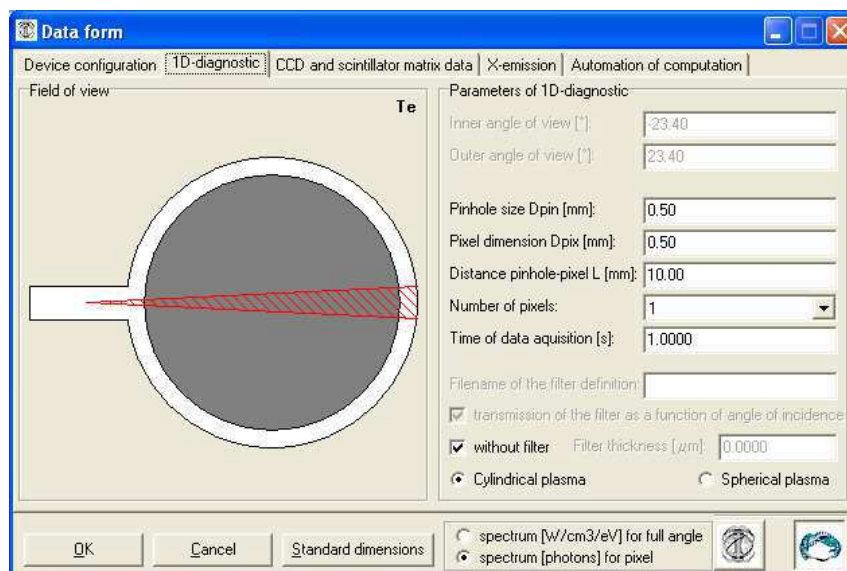
Wykazano, że zarówno w przypadku napędzania tarcz węglowych, jak i pocisków z materiałów o dużym  $Z$  (np. Au) przewaga użycia metody LICPA nad metodą bezwnękową jest niezaprzeczalna. W przypadku lekkich tarcz węglowych udaje się otrzymać parametry wystarczające do realizacji szybkiego zapłonu (FI), czyli wiązki jonowe o długościach 5 – 10 ps o średniej energii 10-50 MeV/amu, intensywnościach  $\geq 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup>, fluencji energetycznej  $\geq 2$  GJ/cm<sup>2</sup> oraz energii całkowitej  $\geq 20$  kJ przy efektywności transferu energii laser-plazma  $> 15$  %. W przypadku akceleracji ciężkich tarcz-pocisków dla potrzeb zapłonu typu kinetycznego przy użyciu metody LICPA tak jak poprzednio osiąga się parametry wystarczające do realizacji tego celu. Tak napędzane pociski o masach  $\sim 1$   $\mu$ g uzyskują prędkości rzędu  $\sim 5 \times 10^8$  cm/s.

**W latach 2014-2018 zajmowałem się następującymi zagadnieniami:**

- udział w pracach projektowych nad rejestratorem promieniowania rentgenowskiego, pracującego w reżimie zliczania kwantów (Pulse Height Analyser) oraz w pracach nad narzędziami do obróbki i analizy danych uzyskanych w wyniku pracy tego urządzenia.
- udział w pracach nad detektorami GEM mającymi zastosowanie w diagnostyce miękkiego promieniowania X (wykonanie programu symulującego spektra energetyczne rejestrowane przez detektory typu GEM)

Począwszy od 2014 do dnia dzisiejszego zaangażowany jestem w prace nad projektowaniem diagnostyk dla potrzeb badań nad plazmą z utrzymaniem magnetycznym oraz z obróbką wyników otrzymanych w wyniku wykorzystania tych urządzeń. Bazując na stworzonym przez siebie, w roku 2008 kodzie MAST, przewidzianym do symulacji promieniowania rentgenowskiego z plazmy wytworzonej w brytyjskim urządzeniu MAST stworzyłem kod komputerowy RayX symulujący emisję promieniowania X z rzadkiej plazmy tokamakowej i stellaratorowej z uwzględnieniem realnej geometrii urządzeń plazmowych i urządzeń detekcyjnych. W programie zostały uwzględnione trzy podstawowe składniki promieniowania X: promieniowanie typu free-free, free-bound, bound-bound pochodzące od głównego składnika plazmy oraz od zanieczyszczeń (np. Fe, C, O itd.). W ramach symulacji można było zamodelować różne typy promieniującej plazmy na podstawie przewidywanych kształtów profili temperatury i koncentracji elektronowej przy założeniu równowagi koronowej jonizacji. W ramach modelowania detektora można było uzyskać informacje na temat ilości rejestrowanych fotonów w funkcji ich energii, dla dowolnie ustalonych szerokości szczelin, odległości ich od detektora oraz usytuowania całego urządzenia względem plazmy. Opis programu znalazł się w publikacji [B07].

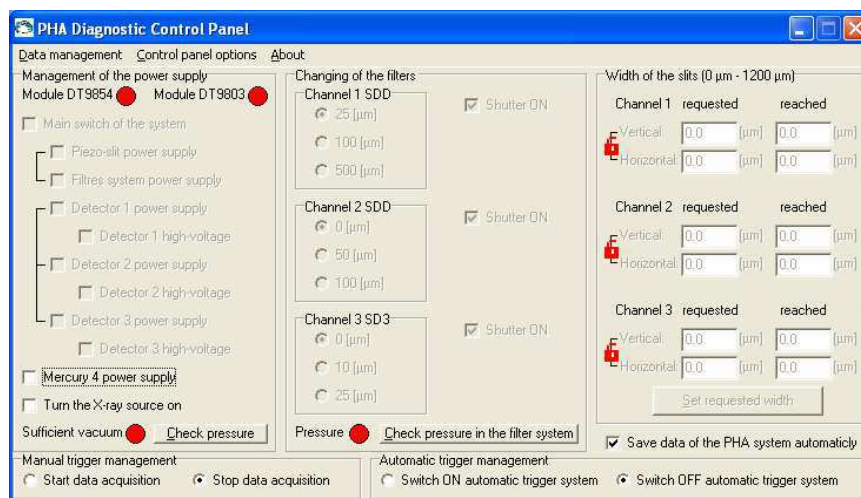
Na Rys.37 przedstawiono przykładowy widok interfejsu użytkownika służącego do ustawiania parametrów symulacji diagnostyki.



Rys.37 Interfejs użytkownika programu RayX (ustawianie parametrów diagnostyki)

W podanej pozycji literaturowej przedstawiono oprócz opisu programu przykładowe wyniki symulacji układu PHA (Pulse Height Analyser) zaprojektowanego i wykonanego przez nasz zespół dla największego na świecie stellaratora Wendelstein W7-X w Greifswaldzie. Wyniki prac obliczeniowych i projektowych doprowadziły do, uwieńczonego sukcesem, skonstruowania układu PHA i przetestowania go w ramach kampanii eksperymentalnych w roku 2016 (OP1.1) i roku 2017 (OP1.2a). Jestem też autorem oprogramowania o nazwie

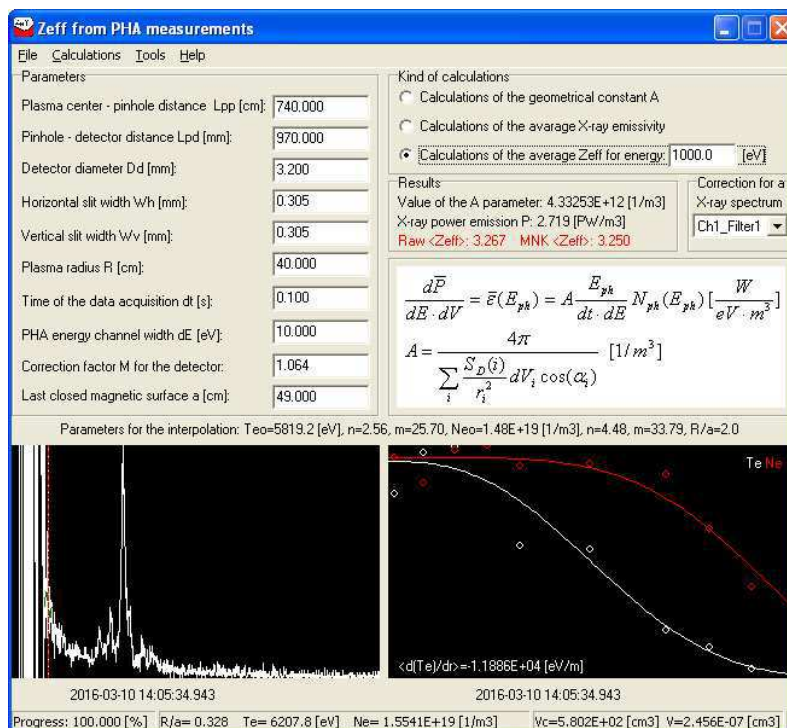
PHAControlPanel, sterującego wyżej wymienioną diagnostyką. Program ten umożliwia uruchamianie i kontrolowanie wszystkich podstawowych modułów urządzenia PHA tj. zasilania wysokiego i niskiego napięcia detektorów, napięcia spektrometru XIA Mercury, napięcia systemu piezoslitów i wyboru filtrów. W ramach programu można było przeprowadzić ustawienie parametrów działania spektrometru (peaking time, gap time itd.), dokonać kalibracji detektorów z wykorzystaniem lampy rentgenowskiej oraz zbadać korelację między napięciami generowanymi przez moduły DT zarządzające szerokościami szczelin i pozycjami filtrów berylowych. Program był też odpowiedzialny za rozpoczęcie i zakończenie procesu akwizycji kwantów promieniowania X (uruchamianie i zatrzymywanie ręczne lub automatyczne wyzwalane przez sygnały triggerów stellaratora W7-X) oraz umożliwiał ich przesłanie do centralnej bazy danych. Wygląd głównego interfejsu użytkownika przedstawiony został na Rys.38.



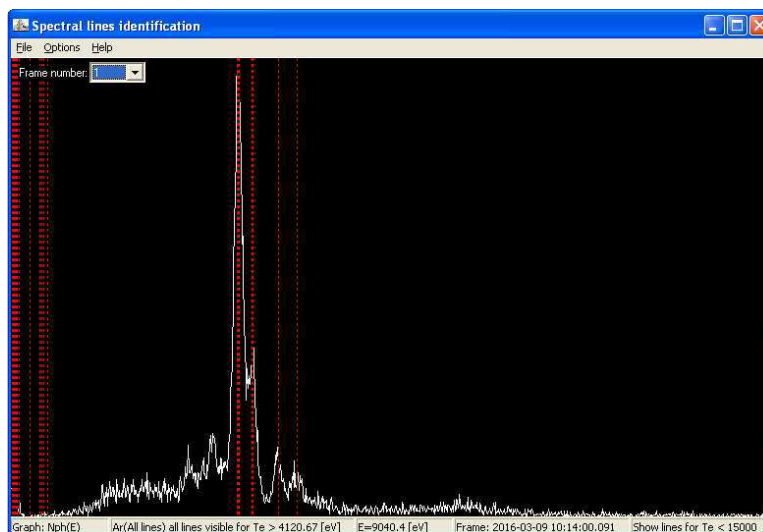
Rys.38 Interfejs użytkownika programu PHAControlPanel sterującego diagnostyką PHA.

W latach 2016 i 2017 stworzyłem uniwersalną bibliotekę dynamiczną XRayLib.dll, zawierającą zestaw funkcji i procedur umożliwiających wygodną symulację promieniowania rentgenowskiego dla różnych składów jonowych zanieczyszczeń w plazmie. Na bazie tej biblioteki napisałem szereg kodów służących do analizy danych otrzymanych w wyniku pracy diagnostyki PHA. Wśród nich program Zefirex służący do kompleksowej analizy zarejestrowanych widm promieniowania X. W programie było możliwe uwzględnienie realnej geometrii układu pomiarowego i plazmy (rozmiary szczelin, odległość detektora od szczelin, odległość i kształt plazmy) co pozwalało na przeliczanie oryginalnych wyników wyrażonych jako ilość fotonów przypadających na keV na średnią emisyjność plazmy  $\epsilon[\text{W/eV/m}^3]$  w obszarze stożków widzenia detektorów. Dla tak przekształconego widma można było wykonać symulacje komputerowe uwzględniające obserwowane zanieczyszczenia i ustalić wartości  $Z_{\text{eff}}$  przy wykorzystaniu danych o profilach koncentracji  $n_e$  oraz temperatury elektronowej  $T_e$ , otrzymanych z diagnostyki Thomson Scattering (Rys.39).

Innym programem opartym na bibliotece XrayLib.dll był program Linex służący do identyfikacji linii emisyjnych zanieczyszczeń dla 22 pierwiastków. Na Rys.40 przedstawiono interfejs użytkownika.



Rys.39 Interfejs użytkownika programu Zefirex (widmo otrzymane podczas kampanii OP1.1).

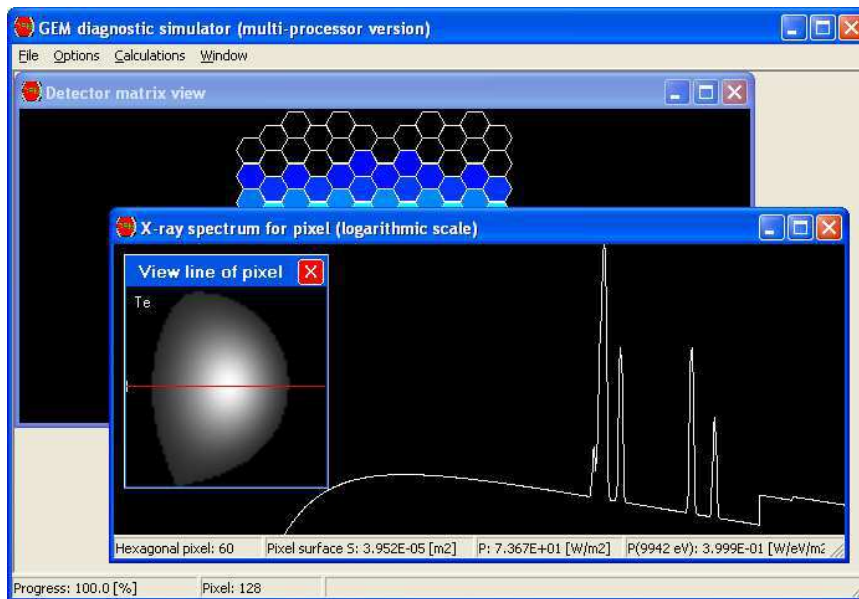


Rys.40 Interfejs użytkownika programu Linex (identyfikacja linii Ar dla surowego widma otrzymanego podczas kampanii OP1.1).

Wyniki prac powiązanych z akwizycją i interpretacją danych zarejestrowanych przez układ PHA oraz pracami związanymi nad kolejnym system detekcji o nazwie MFS (Multi-Foil Sytem), w których miałem swój udział można znaleźć w pracach [B-08, B-09, B-10, B-11, B-12].

W ramach projektu GEM byłem odpowiedzialny za stworzenie kodu komputerowego umożliwiającego symulację widm energetycznych jakie mogą być rejestrowane przez jedno i dwuwymiarowe matryce GEM, pracujące w zakresie promieniowania X, z uwzględnieniem realnej (3D) geometrii układu detektora i realnych rozkładów koncentracji i temperatury elektronowej na tokamakach, a w szczególności dla urządzenia WEST. Program był wykonany na bazie biblioteki XRayLib.dll i modelował emisję promieniowania X w oparciu o równowagę koronową w plazmie i z uwzględnieniem emisji typu free-free, free-bound i

bound-bound. Interfejs użytkownika przedstawiono na Rys.41. Opis całego projektu, w którym byłem współautorem, z uwzględnieniem zakresu zastosowań detektorów GEM, znaleźć można w [B-13, B-14, B-15].



Rys.41 Interfejs użytkownika programu GEM-MP z przykładowymi wynikami obliczeń dla realnych profili  $T_e$  i  $n_e$  z tokamaka WEST, dla matrycy GEM-2D.

---

## Wykaz publikacji

### I. Wykaz publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe, o którym mowa w art. 16 ust. 2 ustawy

- [A-01] J. Badziak, S. Głowacz, **S. Jabłoński**, P. Parys, J. Wołowski and H. Hora, "*Production of ultrahigh-current-density ion beams by short-pulse skin-layer laser-plasma interaction*", Applied Physics Letters 85, 3041 (2004)
- [A-02] J. Badziak, S. Głowacz, **S. Jabłoński**, P. Parys, J. Wołowski, H. Hora, J. Krása, L. Láska and K. Rohlena, "*Production of ultrahigh ion current densities at skin-layer subrelativistic laser-plasma interaction*", Plasma Physics and Controlled Fusion 46 (2004) B541–B555
- [A-03] S. Głowacz, J. Badziak, **S. Jabłoński**, H. Hora, "*Numerical modelling of production of ultrahigh-current-density ion beams by short-pulse laser-plasma interaction*", Czechoslovak Journal of Physics (2004) 54 (Suppl 3)
- [A-04] J. Badziak, S. Głowacz, **S. Jabłoński**, P. Parys, J. Wołowski and H. Hora, "*Generation of picosecond high-density ion fluxes by skin-layer laser-plasma interaction*", Laser and Particle Beams (2005), 23, 143–147
- [A-05] J. Badziak, S. Głowacz, **S. Jabłoński**, P. Parys, J. Wołowski, and H. Hora, "*Laser-driven generation of high-current ion beams using skin-layer ponderomotive acceleration*", Laser and Particle Beams (2005), 23, 401–409
- [A-06] **S. Jabłoński**, H. Hora, S. Głowacz, J. Badziak, Yu Cang and F. Osman, "*Two-fluid computations of plasma block dynamics for numerical analyze of rippling effect*", Laser and Particle Beams (2005), 23, 433–440
- [A-07] J. Badziak, **S. Jabłoński**, S. Głowacz, "*Generation of highly collimated high-current ion beams by skin-layer laser-plasma interaction at relativistic laser intensities*", Applied Physics Letters 89, 061504 (2006)
- [A-08] S. Głowacz, H. Hora, J. Badziak, **S. Jabłoński**, Yu Cang, and F. Osman, "*Analytical description of rippling effect and ion acceleration in plasma produced by a short laser pulse*", Laser and Particle Beams (2006), 24, 15–25
- [A-09] J. Badziak, S. Głowacz, H. Hora, **S. Jabłoński**, and J. Wołowski, "*Studies on laser-driven generation of fast high-density plasma blocks for fast ignition*", Laser and Particle Beams (2006), 24, 249–254

- 
- [A-10] **S. Jabłoński**, J. Badziak, S. Głowacz, "*2D hydrodynamic simulations of generation of high current proton beams by relativistic skin-layer laser-plasma interaction*", Czechoslovak Journal of Physics 56, (2006), B485-B492, Suppl. B
- [A-11] J. Badziak and **S. Jabłoński**, "*Focusing of high-current laser-driven ion beams*", Applied Physics Letters 99, 151503 (2007)
- [A-12] H. Hora, J. Badziak, M. N. Read1, Yu-Tong Li, Tian-Jiao Liang, Yu Cang, Hong Liu, Zheng-Ming Sheng, Jie Zhang, F. Osman, G. H. Miley, Weiyang Zhang, Xiantu He, Hansheng Peng, S. Glowacz, **S. Jablonski**, J. Wolowski, Z. Skladanowski, K. Jungwirth, K. Rohlena, and J. Ullschmied, "*Fast ignition by laser driven particle beams of very high intensity*", Physics of Plasmas 14, 072701 (2007)
- [A-13] J. Badziak and **S. Jabłoński**, and J. Wołowski, "*Progress and prospect of fast ignition of ICF targets*", Plasma Physics and Controlled Fusion 49, (2007) B651–B666
- [A-14] J. Badziak, **S. Jabłoński**, P. Parys, M. Rosiński, J. Wołowski, A. Szydłowski, P. Antici, J. Fuchs, and A. Mancic, "*Ultrainense proton beams from laser-induced skin-layer ponderomotive acceleration*", Journal of Applied Physics 104, 063310 (2008)
- [A-15] J. Badziak, **S. Jabłoński**, P. Parys, M. Rosiński, J. Wołowski, A. Szydłowski, P. Antici, J. Fuchs, A. Mancic, "*Generation of Ultrainense Proton Beams Driven by a Short-Pulse Multi-TW Laser*", Photonics Letters of Poland, vol.1 (1), 22-24 (2009)
- [A-16] J. Badziak and **S. Jabłoński**, "*Ultrainense ion beams driven by a short-wavelength short-pulse laser*", Physics of Plasmas 17, 073106 (2010)
- [A-17] J. Badziak, **S. Jabłoński**, P. Parys, A. Szydłowski, J. Fuchs and A. Mancic, "*Production of high-intensity proton fluxes by a  $2\omega$ Nd:glass laser beam*", Laser and Particle Beams (2010), 28, 575–583
- [A-18] J. Badziak and **S. Jabłoński**, "*Acceleration of a solid-density plasma projectile to ultrahigh velocities by a short-pulse ultraviolet laser*", Applied Physics Letters 99, 071502 (2011)
- [A-19] J. Badziak, **S. Jabłoński**, T. Pisarczyk, P. Rączka, E. Krousky, R. Liska, M. Kucharik, T. Chodukowski, Z. Kalinowska, P. Parys, M. Rosiński, S. Borodziuk, and J. Ullschmied, "*Highly efficient accelerator of dense matter using laser-induced cavity pressure acceleration*", Physics of Plasmas 19, 053105 (2012)
- [A-20] J. Badziak, **S. Jabłoński**, and P. Rączka, "*Highly efficient generation of ultrainense high-energy ion beams using laser-induced cavity pressure acceleration*", Applied Physics Letters 101, 084102 (2012)

- 
- [A-21] **S. Jabłoński**, *"Two-dimensional relativistic particle-in-cell code for simulation of laser-driven ion acceleration in various acceleration schemes"*,  
Physica Scripta T161 (2014) 014022
- [A-22] J. Badziak, **S. Jabłoński**, *"Efficient acceleration of dense plasma bunches for fusion-related applications in the LICPA accelerator"*,  
Physica Scripta (2014) T161, :014031
- [A-23] **S. Jabłoński**, J. Badziak, P. Rączka, *"Generation of high-energy ion bunches via laser-induced cavity pressure acceleration at ultra-high laser intensities"*,  
Laser and Particle Beams (2014) 32, :129-135
- [A-24] J. Badziak, M. Rosiński, **S. Jabłoński**, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, P. Parys, P. Rączka, E. Krousky, J. Ullschmied, R. Liska and M. Kucharik,  
*"Enhanced efficiency of plasma acceleration in the laser-induced cavity pressure acceleration scheme"*,  
Plasma Physics and Controlled Fusion 57 (2015) 014007

## II. Wykaz innych (niewchodzących w skład osiągnięcia wymienionego w pkt. I) opublikowanych prac naukowych

- [B-01] J. Badziak and **S. Jablonski**, *"Generation of picosecond pulses by fast periodic Q-switching in KrF excimer laser with saturable absorber"*,  
Optics Communications 103 (1993), 277-284
- [B-02] J. Badziak and **S. Jablonski**, *"Nonlinear uv pulse compression in a multipass KrF excimer amplifier with a saturable absorber"*,  
Optics Communications 112 (1994), 181-188
- [B-03] J. Badziak and **S. Jablonski**, *"Ultrashort-pulse generation in excimer lasers by fast mode locking using electrooptic deflector"*,  
IEEE Journal of Quantum Electronics 33 (1997), 490-499
- [B-04] J. Badziak and **S. Jablonski**, *"Generation of ultrashort pulses in short-gain-duration lasers by fast mode-locking"*,  
Proc. SPIE 3186, Laser Technology V: Physics and Research and Development Trends, 72 (1997)
- [B-05] J. Badziak and **S. Jablonski**, *"Modelling of short-pulse generation in rare-gas halide excimer lasers. Part I. The model and its verification"*,  
Journal of Modern Optics 46 (1999), 509-528
- [B-06] J. Badziak and **S. Jablonski**, *"Modelling of short-pulse generation in rare-gas halide excimer lasers. Part II. Numerical investigation of KrF and XeCl lasers with a square-wave-driven pockels modulator"*,  
Journal of Modern Optics 46 (1999), 773-785
- [B-07] **S. Jabłoński**, A. Czarnecka, M. Kubkowska, L. Ryć, A. Weller, C. Biedermann, R. Konig and the W7-X Team, *"Simulation of pulse height analysis soft X-ray"*



- 
- spectra expected from W7-X*”,  
Journal of Instrumentation 10 (2015), P10021
- [B-08] M. Kubkowska, A. Czarnecka, W. Figacz, **S. Jabłoński**, J. Kaczmarczyk, N. Krawczyk, L. Ryć, C. Biedermann, R. Koenig, H. Thomsen, A. Weller and W7-X team, „*Laboratory tests of the Pulse Height Analysis system for Wendelstein 7-X*”,  
Journal of Instrumentation 10 (2015) P10016
- [B-09] T. Sunn Pedersen, M. Otte, S. Lazerson, P. Helander, S. Bozhenkov, C. Biedermann, T. Klinger, R.C. Wolf, H.-S. Bosch & The Wendelstein 7-X Team (., **S. Jablonski**,..), “*Confirmation of the topology of the Wendelstein 7-X magnetic field to better than 1:100,000*”,  
Nature Communication, (2016) DOI: 10.1038/ncomms13493
- [B-10] N. Krawczyk, C. Biedermann, A. Czarnecka, T. Fornal, **S. Jablonski**, J. Kaczmarczyk, M. Kubkowska, F. Kunkel, K. J. McCarthy, L. Ryc, H. Thomsen, A. Weller, W7-X team, “*Commissioning and first operation of the pulse-height analysis diagnostic on Wendelstein 7-X stellarator*”,  
Fusion Engineering and Design 123 (2017) 1006–1010
- [B-11] M. Kubkowska, T. Fornal, J. Kaczmarczyk, **S. Jablonski**, W. Figacz, L. Ryć, H. Thomsen, U. Neuner, A. Weller, the W7-X team, “*Conceptual design of the multi-foil system for the stellarator W7-X*”,  
Fusion Engineering and Design 123 (2017) 811–815
- [B-12] M. Kubkowska, A. Czarnecka, T. Fornal, M. Gruca, N. Krawczyk, **S. Jabłoński**, L. Ryć, H. Thomsen, K. J. McCarthy, C. Biedermann, B. Buttenschön, A. Alonso, R. Burhenn, W7-X team, “*First Results from the Soft X-ray Pulse Height Analysis System on Wendelstein 7-X Stellarator*”,  
Fusion Engineering and Design, in press
- [B-13] M. Chernyshova, T. Czarski, **S. Jabłoński**, E. Kowalska-Strzęciwilk, K. Poźniak; G. Kasprowicz; W. Zabołotny; A. Wojeński; A. Byszuk; M. Burza; B. Juszczuk; P. Zienkiewicz, „*Development of 2D imaging of SXR plasma radiation by means of GEM detectors*”,  
Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2014
- [B-14] D. Mazona, M. Chernyshova, G. Jiolat, T. Czarski, P. Malard, E. Kowalska-Strzęciwilk, **S. Jablonski**, W. Figacz, R. Zagorski, M. Kubkowska, G. Kasprowicz, K. Pozniak, W. Zabolotny, S. Larroque, J.-M. Verger, M. O’Mullane, J. Mlynar, A. Byszuk, A. Wojenski, “*Design of soft-X-ray tomographic system in WEST using GEM detectors*”,  
Fusion Engineering and Design 96–97 (2015) 856–860
- [B-15] A.J. Wojenski, G. Kasprowicz, K.T. Pozniak, A. Byszuk, M. Chernyshova, T. Czarski, **S. Jablonski**, B. Juszczuk, P. Zienkiewicz, „*Multichannel reconfigurable measurement system for hot plasma diagnostics based on GEM-2D detector*”,  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 364 (2015) 49–53
-

Autoreferat zawiera 40 ponumerowanych stron.

5 lipca 2018

S. Jabłoński