Simulazioni di “laser-plasmi”: variazioni sul tema

Andrea MACCHI*

Dipartimento di Fisica, Università di Pisa

Istituto Nazionale per la Fisica della Materia (INFM),

sezione A, UDR di Pisa

3° incontro sulla Fisica del Plasma in Italia, L’Aquila, Maggio 2002

*e-mail: `macchi@df.unipi.it`

Sommario (le variazioni)

1. Simulazioni Vlasov per laser-plasmi

   ovvero: perché usare codici Vlasov ?

   (F. Califano e A. Mangeney; H. Ruhl e A. Macchi)

2. Un codice ibrido per problemi di trasporto

   ovvero: perché PIC e Vlasov non bastano?

   (A. Macchi, F. Cornolti e A. Antonicci)

3. Un PIC 3D elettrostatico per nanoplasmi da clusters e microstrutture

   ovvero: perché un altro PIC?

   (F. Ceccherini e A. Macchi)

1. Simulazioni Vlasov per laser-plasmi

Esigenza fondamentale: risolvere nello spazio delle fasi la dinamica dovuta a **componenti sovratermiche** (elettroni “veloci” con $n_f \approx 10^{-2} - 10^{-3} n_e$, $v_f \approx 10^2 - 10^3 v_{th}$).

Due linee distinte:

a) Studio di problemi “ispirati” da simulazioni PIC (e.g. dinamica di plasmi anisotropi, generazione di campi magnetici, instabilità di Weibel, ...) *esclusa* la dinamica dell’interazione:

$\rightarrow$ codici 2D3V EM periodico non-relativistico, 1D1V ES non-periodico

[F. Califano, A. Mangeney, C. Cavazzoni, F. Pegoraro, S. V. Bulanov]

b) simulazioni “autentiche” dell’interazione laser-plasma (principalmente assorbimento in plasmi sovradensi):

$\rightarrow$ codice 2D2V EM relativistico

[H. Ruhl, A. Macchi, P. Mulser, F. Cornolti]

Codici Vlasov (il punto di vista Euleriano)

$$\frac{df_\alpha}{dt} = \left[\partial_t + \mathbf{v}_\alpha \partial_{\mathbf{x}} - e\left(\mathbf{E} + \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B}\right)\partial_{\mathbf{p}_\alpha}\right] f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}_\alpha, t) = 0 \quad (1)$$

$$\rho = \sum_\alpha q_\alpha \int d\mathbf{v}_\alpha f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}_\alpha, t), \qquad \mathbf{j} = \sum_\alpha q_\alpha \int \mathbf{v}_\alpha d\mathbf{v}_\alpha f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}_\alpha, t)$$

ρ, $\mathbf{j}$: sorgenti per eq. di Maxwell accoppiate. $\alpha = e, I$ indice di specie.

Soluzione della PDE (1) nello spazio $(\mathbf{x}, \mathbf{p})$ discretizzato:

Geometria $nDmV$ $\rightarrow$ griglia $(n+m)$-dim con $N_D^n \times N_V^m$ punti

Esempio: 2D3V, $N_D = 64$, $N_V = 61$ $\rightarrow$ $\boxed{\simeq 10^9 \text{ punti}}$, $\boxed{\simeq 10 \text{ GBytes}}$ di memoria

Proprietà degli algoritmi:

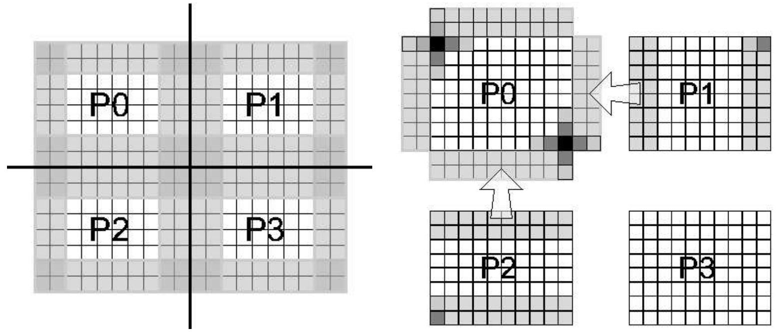
- "Splitting scheme" (successione di traslazioni)
- interpolazione conservativa della massa $Q_\alpha = \int d\mathbf{p} \int d\mathbf{x} f_\alpha$
- algoritmi locali $\rightarrow$ *parallelizzazione ottimale*

Strategia di parallelizzazione

Uso del paradigma SPMD (*Single Program Multiple Data*):

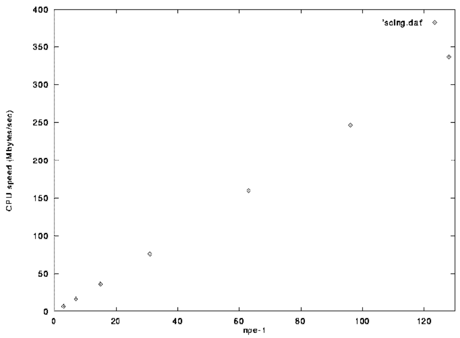
1. Partizione della griglia spaziale 2D in domini rettangolari identici
2. Assegnazione di ogni dominio ad un processore

→ **Minimizzazione della comunicazione fra processori**

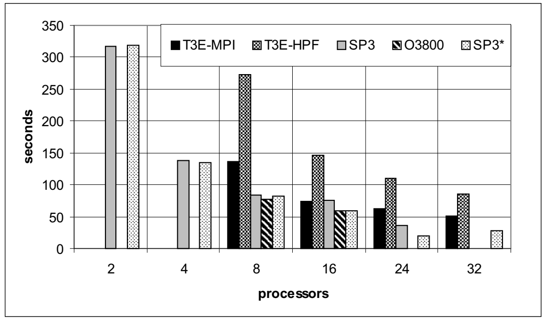


Performance Scaling col numero di processori:

Macchi & Ruhl 1997 (PVM su Cray T3E)

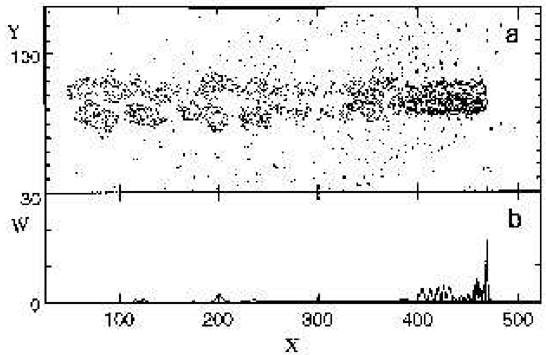


Mangeney, Califano & Cavazzoni 2002



Vortici magnetici in laser-plasmi

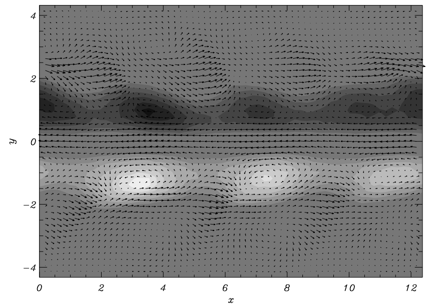
Simulazione PIC: vortici nella scia di un impulso laser



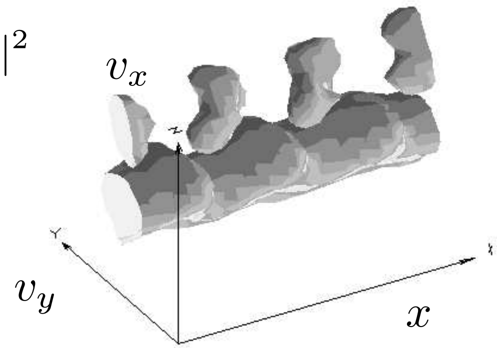
$B_z(x,y)$

$|E_L|^2 + |B_L|^2$

S. V. Bulanov et al., PRL **76**, 3562 (1996)



$B_z(x,y)$



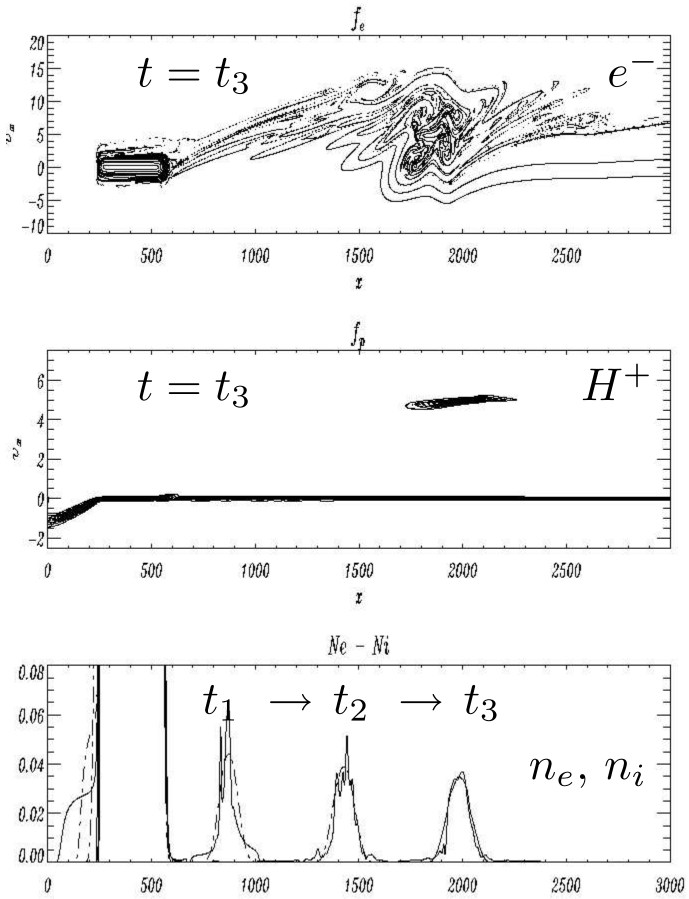
$f_e(x, v_x, v_y)$

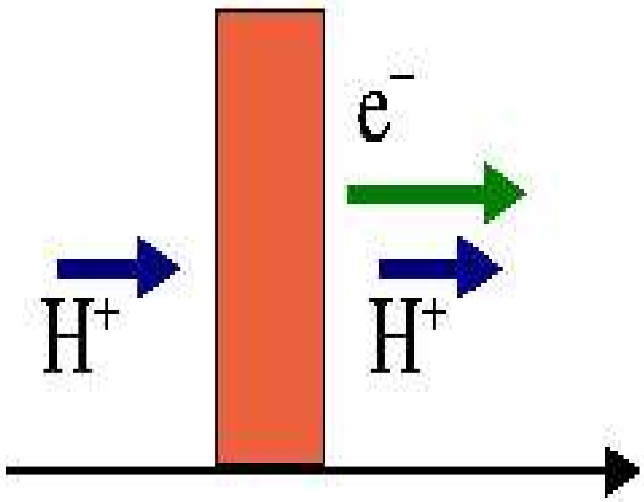
Simulazione Vlasov: instabilità di filamentazione della corrente per beams asimmetrici di elettroni

F. Califano et al., PRL **84**, 3602 (2000)

Trasmissione di getti di ioni attraverso fogli di plasma

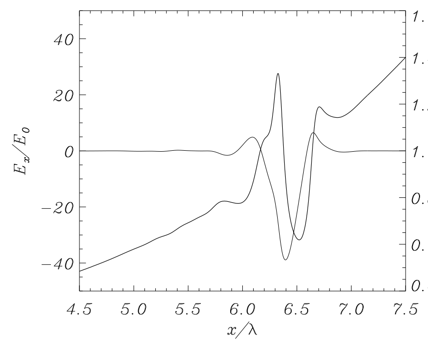
Codice 1D1V ES, condizioni al contorno aperte

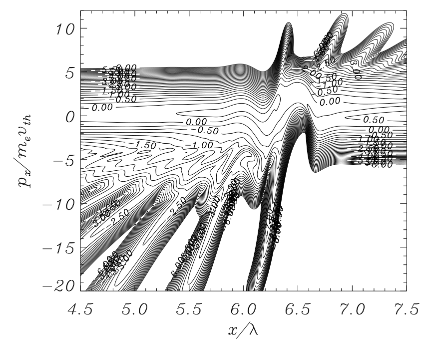




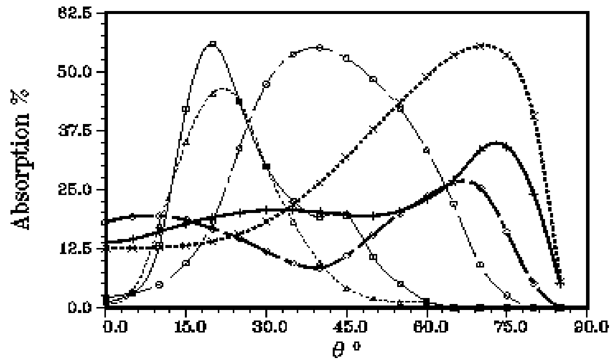
Prospettive di studio di instabilità (e.g., Weibel) nel trasporto in plasmi densi includendo effetti transienti e di disomogeneità (codice 2D EM non periodico in via di sviluppo)

Interazione laser-plasma sovradenso (1D)





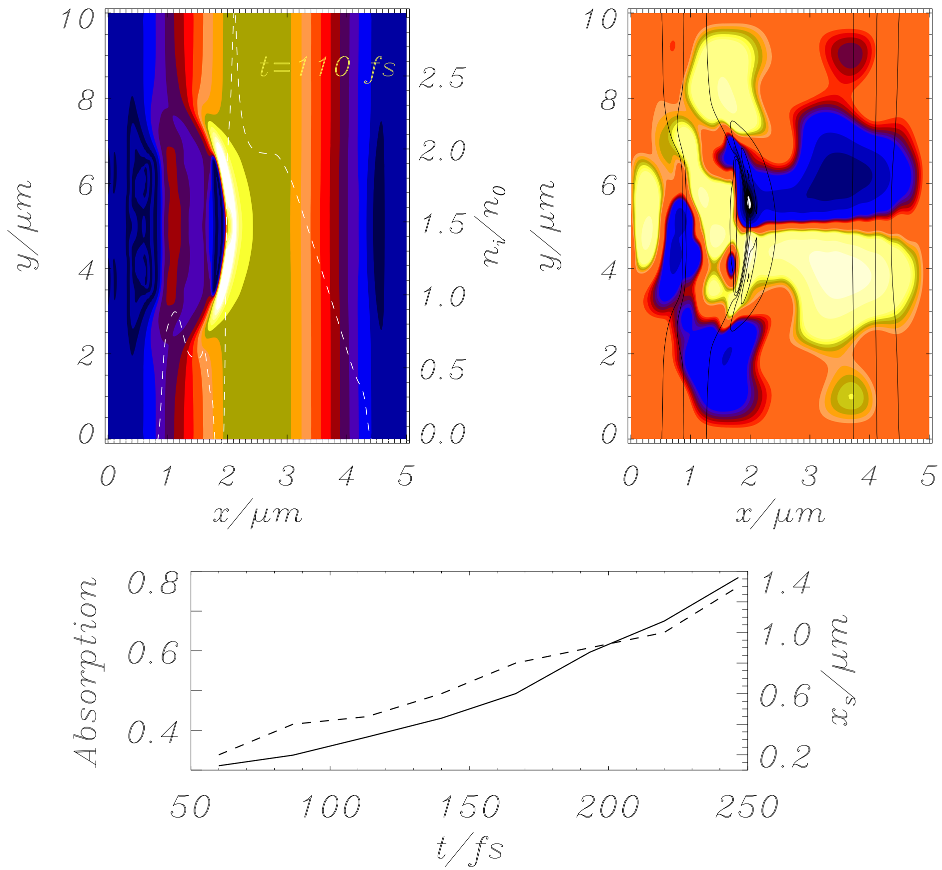
Assorbimento risonante
e *wavebreaking*
("*capacitor model*"):
codice 1D1V ES
[Bergmann & Mulser, PRE **47**, 3585 (1993); Macchi et al, SILASI report 2000]



Assorbimento di impulsi laser in plasmi sovradensi:
codice 1D2V EM
[Ruhl & Mulser, Phys. Lett. A **205**, 388 (1995)]

Confronto PIC-Vlasov: Gibbon et al., Phys. Plasmas **6**, 947 (1999)

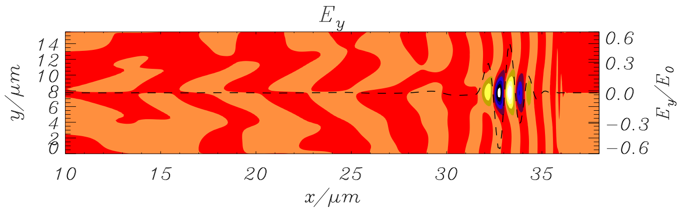
Interazione laser-plasma sovradenso (2D)

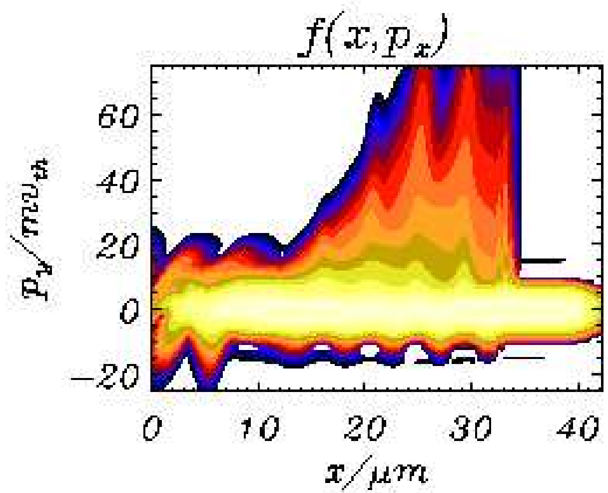


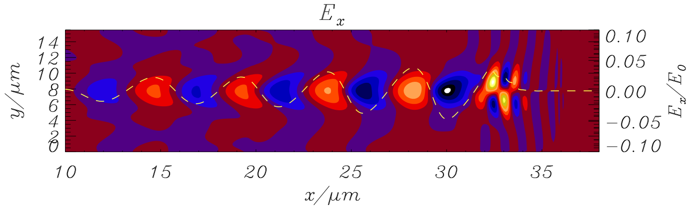
Relazione tra deformazione, assorbimento e collimazione degli elettroni veloci ("funnel effect")

[Ruhl et al, PRL **82**, 2095 (1999); Macchi et al, Las. Part. Beams **18**, 375 (2000)]

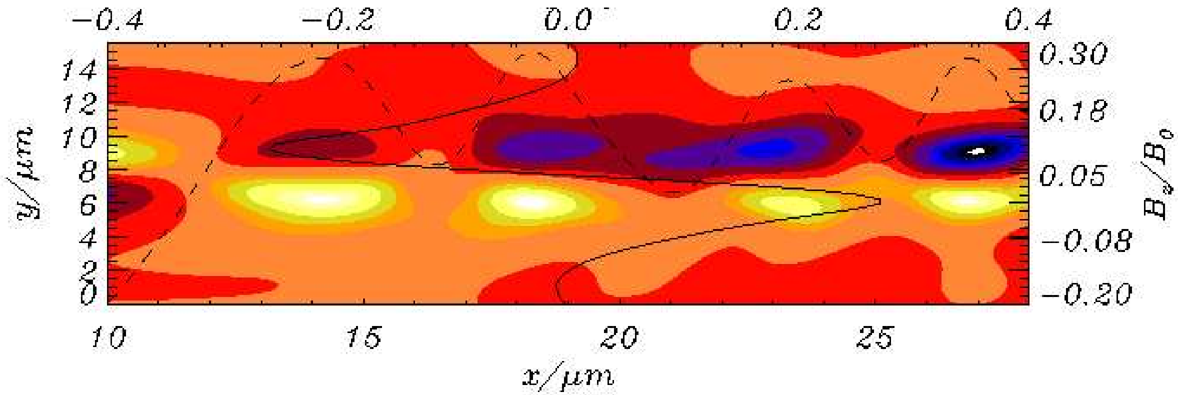
Interazione laser-plasma sottodenso (2D)







Generazione di onde di scia: accelerazione di elettroni e generazione di campo magnetico



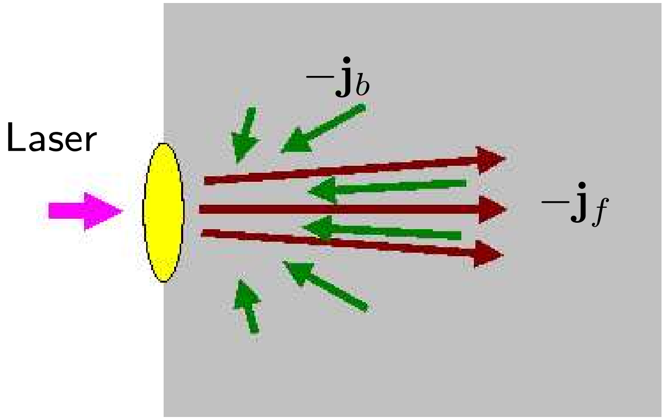
2. Un codice ibrido per problemi di trasporto

Problema fisico: proprietà di **trasporto di elettroni veloci** in materiali solidi (test della fisica del Fast Ignitor).

e^- veloci: $n_f \approx 10^{18} - 10^{20}\text{cm}^{-3}$, $\varepsilon_f \approx 10^5 - 10^7\text{eV}$, $\tau_c > 10^{-12}\text{s}$

e^- lenti : $n_b \approx 10^{23}\text{cm}^{-3}$, $\tau_c < 10^{-15}\text{fs}$ (metallo) producono una corrente di neutralizazzione $\mathbf{j}_b$:

$$\mathbf{j}_b \simeq \frac{n_b e^2}{m_e \tau_c}\mathbf{E} = \sigma \mathbf{E}$$



$j_f \approx 10^{11} - 10^{12}$ A cm^{-2}, $I \approx 10^5 - 10^6$ A

$\rightarrow$ Importanza di **E** e **B** auto-generati

$\tau \approx 1\text{ps}$, $L \approx 100\mu\text{m}$

$\rightarrow$ Non possiamo risolvere onde EM
e oscillazioni di plasma!

Modelli “ibridi” di trasporto

e^- lenti : fluidi, collisionali (“zero inertia”)

e^- veloci: cinetici, soggetti ai campi autogenerati ed a collisioni (Montecarlo)

Modelli “MHD” per il calcolo dei campi:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_f + \mathbf{j}_b = \frac{c}{4\pi}\nabla \times \mathbf{B}$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{j}_b/\sigma(T_e)$$

$$\partial_t \mathbf{B} = -c\nabla \times \mathbf{E}$$

[Davies, PRE **65**, 026407 (2002); Gremillet et al, Phys. Plasmas **9**, 941 (2002)].

Si assume $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, $\partial_t \mathbf{E} = 0$ (ed eventualmente $\mathbf{j} = 0$ i.e. $E = -\mathbf{j}_f/\sigma$).

Variazione di $\sigma(T_e)$ per effetto Joule:

$$C_V \partial_t T_e = \mathbf{j}_b \cdot \mathbf{E} = \sigma(T_e) E^2$$

Necessità di un modello migliore

La quasi-neutralità ($\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$) non è garantita; è plausibile in buoni conduttori, meno in un materiale a bassa σ (e.g. dielettrici)

Esperimenti su dielettrici e *foams* danno indicazione di inibizione da campi elettrostatici [F. Pisani et al, PRE **62**, R5927 (2002); D. Batani et al., PRE sub. (2002)]

Progetto: **approssimazione di Darwin** per i campi

$$\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}_{sol} + \mathbf{E}_{irr}, \nabla \times \mathbf{E}_{irr} = 0, \qquad \nabla \cdot \mathbf{E}_{sol} = 0,$$

$$\mathbf{E}_{irr} = -\nabla\Phi \qquad \mathbf{E}_{sol} = -(1/c)\partial_t \mathbf{A}_{sol},$$

Approssimazione di Darwin: $\boxed{\partial_t^2 \mathbf{A}_{sol} = 0}$

Assunzione di background viscoso: $\boxed{\mathbf{v}_b = (\frac{e^2}{m_e \nu_c})(\mathbf{E} + \mathbf{v}_b \times \mathbf{B})}$

Le oscillazioni di plasma sono tagliate fuori!

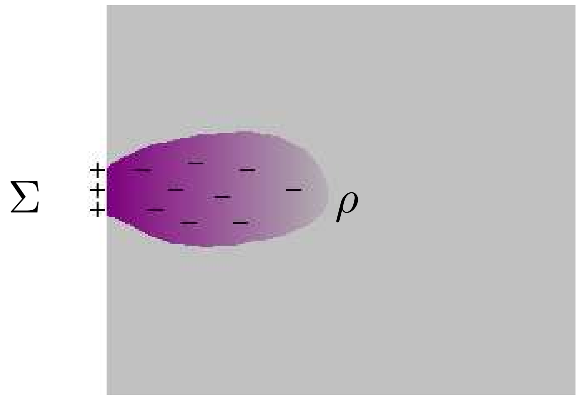
Il modello

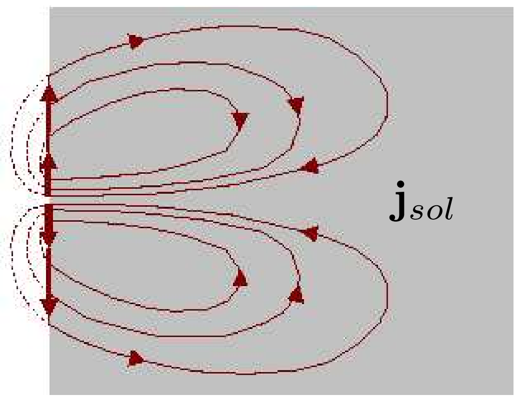
$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c}\mathbf{j}_{sol} = -\frac{4\pi}{c}(\mathbf{j}_f + \mathbf{j}_b) - \frac{1}{c}\partial_t \mathbf{E}_{irr}$$

$$\nabla^2 \Phi = -4\pi\rho = -4\pi e(n_i - n_f - n_b)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \qquad \mathbf{E}_{irr} = -\nabla\Phi, \qquad \mathbf{E}_{sol} = -(1/c)\partial_t \mathbf{A}, \qquad \mathbf{E} = \mathbf{E}_{irr} + \mathbf{E}_{sol}$$

Occorre introdurre **cariche e corrente superficiali** per conservare Q_{tot} ed il flusso di $\mathbf{j}_{sol}$:





3. Caratteristiche dei “nanoplasmi”

Nanoplasmi Prodotti da *clusters* e *nanotargets* (velvet, foams, ...):

[densità elettronica n_e, dimensioni d]:

- $n_e \approx 10^{22} - 10^{23}$ cm^{-3} $\rightarrow$ rapido riscaldamento collisionale, $T_e > 1$keV
- “Trasparenza” alla radiazione laser

$$\frac{n_e}{n_c}\frac{d}{\lambda} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{d}{\lambda} < 1$$

  $\rightarrow$ accoppiamento “di volume” col campo

- importanza della dinamica collettiva, e.g. eccitazione risonante di plasmoni di Mie con $\omega = \omega_p/\sqrt{3}$ in clusters sferici:

$$E = \frac{3E_L}{\epsilon + 2} = \frac{E_L}{1 - \omega_p^2/3\omega^2}$$

- esplosioni Coulombiane $\rightarrow$ accelerazione di ioni, fusione “table-top”

Un PIC 3D elettrostatico per nanoplasmi

Problemi specifici:

- necessità di un modello 3D per elettrostatica “realistica”
- parallelizzazione “tradizionale” inefficace per problemi di topologia
- necessità di “risparmio” per introdurre collisioni, ionizzazione, . . .

Opzioni:

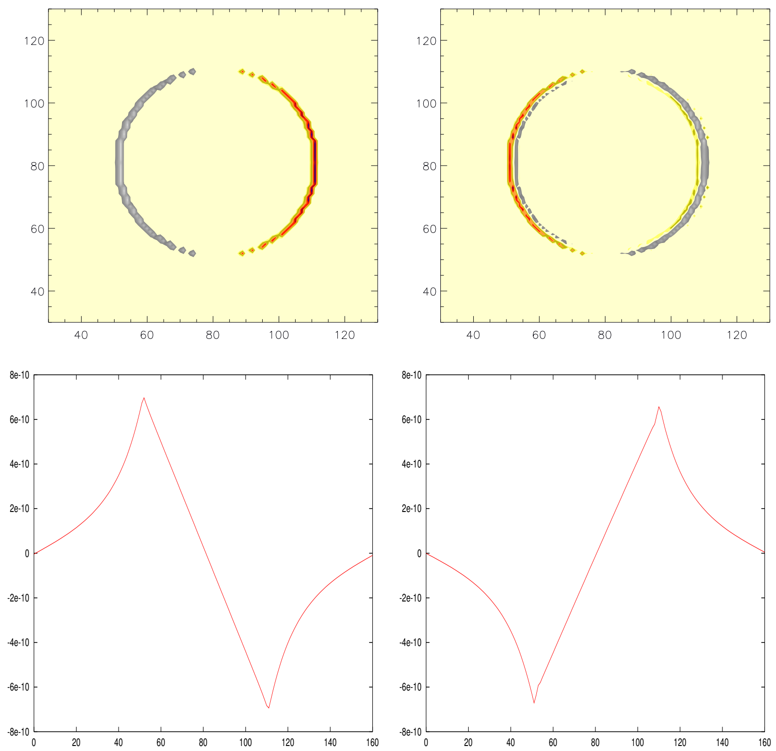
- modello 3D completamente elettrostatico
- approssimazione di dipolo per i campi laser E_L e B_L
- risoluzione dell’equazione di Poisson con FFT
- ottimizzazione per sistemi “shared memory”

Test preliminari

$t = t_1$ $\qquad$ $t = t_1 + \pi\sqrt{3}/\omega_p$

n_e

Φ



Oscillazioni di Mie in un *cluster* plasma sferico:

$$\boxed{\omega = \omega_p/\sqrt{3}}$$