



Génération d'un choc non-collisionnel par interaction laser-plasma à ultra haute intensité - Influence des pertes par rayonnement

Rémi Capdessus, Emmanuel d'Humières, Vladimir Tikhonchuk

Context:

- Several laser **systems** operating in the **petawatt and multipetawatt** regimes will soon be available in Europe and in USA.
- Importance to take into account radiation losses in the dynamics of charged particles at ultra-high laser intensity.
- **Classical approach** limited by the parameter:

$$\chi = \frac{E}{E_s}$$

← **The Schwinger field**

$$\chi = \gamma_e(1 - \beta_{e\parallel})a_L\hbar\omega_L/m_e c^2 \ll 1$$

$$E_s = \frac{m^2 c^3}{e\hbar}$$

$$I \lesssim 4 * 10^{23} W/cm^2$$

Plan

I/ Radiation reaction force

II/ Importance of radiation reaction effect at ultra high laser intensities

III/ Numerical approach

IV/ Some results from simulation 1D

III/ Application to a 2D case ==> astrophysical case

Conclusions

Travail à venir

I/ Radiation reaction force

**Radiation
reaction force**

- Using the Sokolov model [1]

$$\frac{d\mathbf{p}_e}{dt} = \mathbf{f}_L - e \delta \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} - \gamma_e^2 (\mathbf{f}_L \cdot \delta \mathbf{v}_e) \mathbf{v}_e / c^2,$$
$$\frac{d\mathbf{x}_e}{dt} = \mathbf{v}_e + \delta \mathbf{v}_e, \quad \delta \mathbf{v}_e = \frac{\tau_0}{m_e} \frac{\mathbf{f}_L - \mathbf{v}_e (\mathbf{v}_e \cdot \mathbf{f}_L) / c^2}{1 + \tau_0 (\mathbf{v}_e \cdot \mathbf{f}_L) / mc^2}$$

- Taking into account the momentum of the emitted photons.
- Analogous to a perturbative quantum electrodynamics theory.
- Conservation of energy and momentum 4-vector.
- Radiation reaction force has been implemented in PICLS [2]**

[1] I.V. Sokolov and al, arXiv : 1102.3685

[2] R. Capdessus, E. d'Humières, V.T Tikhonchuk, *Modeling of radiation losses in ultra-high power laser matter interaction*, PRE, 86 036401, (2012) .

Spectrum of radiation emission

$$\frac{d^2 I_r}{d\omega d\Omega} = \frac{P^{(1)}}{\omega_{cr}} \delta\left(\Omega - \frac{p}{p}\right) S\left(\frac{\omega}{\omega_{cr}}\right)^{(3)}$$

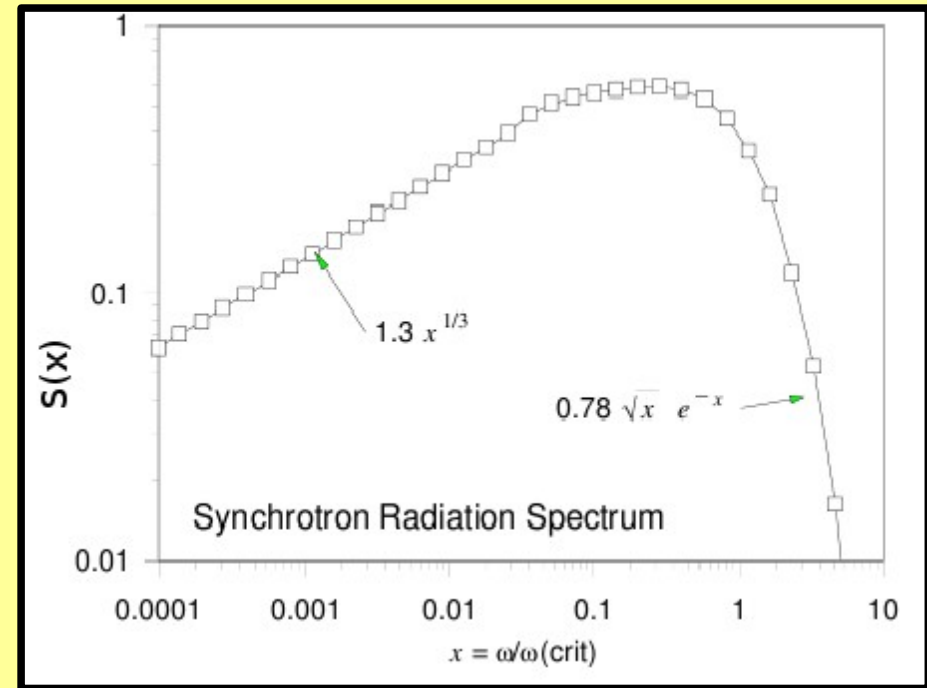
For one electron

(1) Total radiated power:

$$P = \gamma_e^2 (\delta \mathbf{v}_e \cdot \mathbf{f}_L)$$

(2) Emission in the direction of the particle momentum
(ultra-relativistic approximation)

(3) S(x), Probability density
(Macdonald function)



Incoherent radiation



$$\omega_{cr} \ll c n_e^{1/3}$$

$$\omega_{cr} = \frac{3}{2} \gamma_e^3 \frac{\|\mathbf{p}_e \wedge \mathbf{F}_{Le}\|}{p_e^2}$$

The roll-on frequency

Kinetic equations

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + c\beta_e \cdot \nabla f_e + \mathbf{F}_{Le} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{p}_e} = \frac{\tau_r}{c} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}_e} \cdot \left(\gamma_e^3 \beta_e (\mathbf{w}_e \cdot \mathbf{F}_{Le}) f_e \right),$$

→ Population électronique.

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + c\beta_i \cdot \nabla f_i + \mathbf{F}_{Li} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}_i} = 0,$$

→ Population ionique.

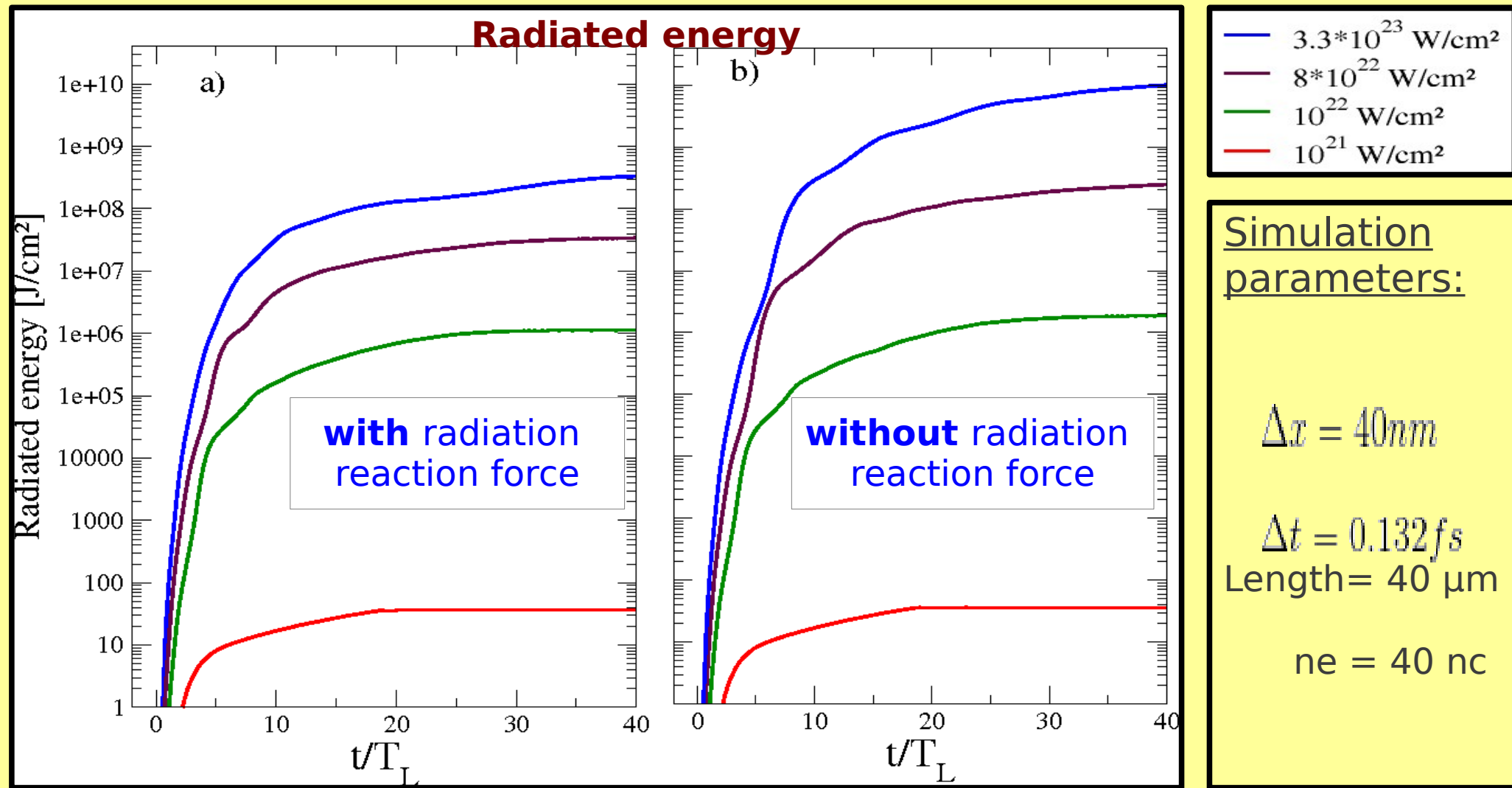
$$\frac{\partial f_\gamma}{\partial t} + c\Omega \cdot \nabla f_\gamma =$$

→ Population photonique

$$\frac{\tau_r c^3}{\hbar^4 \omega^3} \int d\mathbf{p}_e f_e(\mathbf{p}_e) \frac{\gamma_e^3}{\omega_{cr}} (\mathbf{w}_e \cdot \mathbf{F}_{Le}) \delta \left(\Omega - \frac{p_e}{p_e} \right) S \left(\frac{\omega}{\omega_{cr}} \right).$$

- Le terme de refroidissement (pertes par rayonnement) est le terme source pour la population de photons générés par les électrons accélérés.
- Les pertes par rayonnement induisent une diminution du volume₆ de l'espace des phases des électrons.

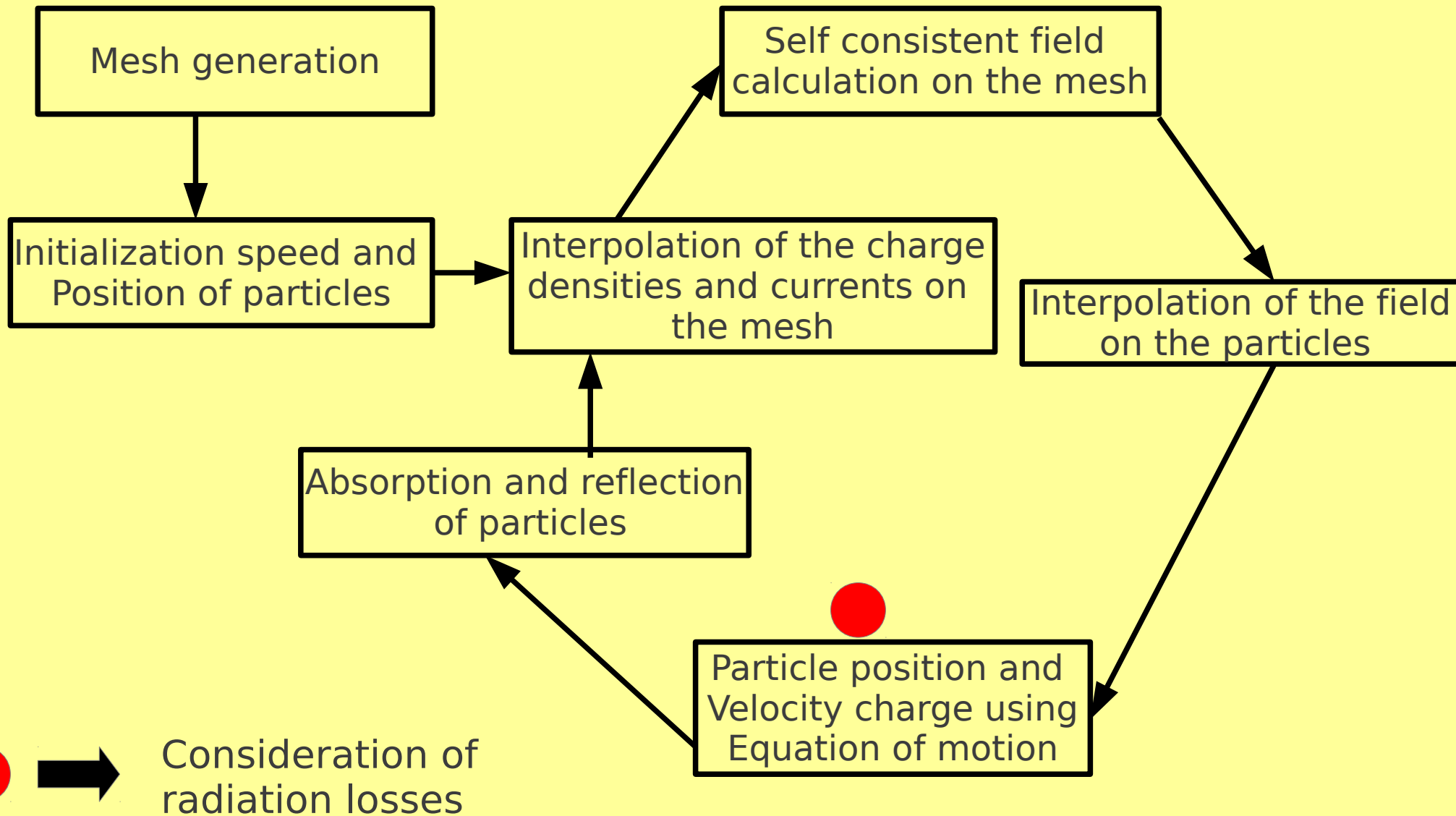
II/Importance of radiation losses at ultra-high laser intensities



- The total radiated energy becomes different beyond 10^{22} W/cm² when comparing with and without radiation reaction force cases.
- At very high laser intensities the radiation losses may influence the plasma dynamics.

III/ Numerical approach

Structure of PICLS with self-force



Numerical scheme for particle pusher.

- First half-step advancement of the electron momentum due to the electric field :

$$\mathbf{p}_e^{n+1/2} = \mathbf{p}_e^n - \frac{1}{2}e \mathbf{E}^n \Delta t$$

- Advancement of the electron momentum due to the magnetic field through a rotation matrix :

$$\mathbf{p}_e^{n+1/2} = \mathbf{p}_e^{n+1/2} - e \boldsymbol{\beta}_e^n \times \mathbf{B}^n \Delta t, \quad \boldsymbol{\beta}_e^{n+1/2} = \mathbf{p}_e^{n+1/2} / m_e \gamma_e^n c$$

- Second half-step advancement of the electron momentum due to the electric field :

$$\mathbf{p}_e^{n+1} = \mathbf{p}_e^{n+1/2} - \frac{1}{2}e \mathbf{E}^n \Delta t, \quad \mathbf{p}_e^{n+1} = \mathbf{f}_L^n \Delta t$$

- › Implementation of the radiation losses to the electron momentum :

$$\mathbf{p}_e^{n+1} = \mathbf{p}_e^{n+1} - \frac{1}{m_e c} \gamma_e^n (\delta \boldsymbol{\beta}_e^n \cdot \mathbf{f}_L^n) \mathbf{p}_e^n \Delta t, \quad \delta \boldsymbol{\beta}_e^n = \frac{\tau_0}{m_e c} \frac{\mathbf{f}_L^n - (\mathbf{f}_L^n \cdot \boldsymbol{\beta}_e^n) \boldsymbol{\beta}_e^n}{1 + \tau_0 (\mathbf{f}_L^n \cdot \boldsymbol{\beta}_e^n) / m_e c}$$

- › The particle coordinates are determined in the following way :

$$\mathbf{x}_e^{n+1} = \mathbf{x}_e^n + \boldsymbol{\beta}_e^n c \Delta t$$

- › The ions are subject to radiation losses indirectly via the self-consistent fields. This is a collective effect, which is accounted for in the calculation of the current :

$$\mathbf{j} = ec \sum_k (Z \boldsymbol{\beta}_{i,k} - \boldsymbol{\beta}_{e,k})$$

- › This current contributes to the fields via the Maxwell-Ampere equation :

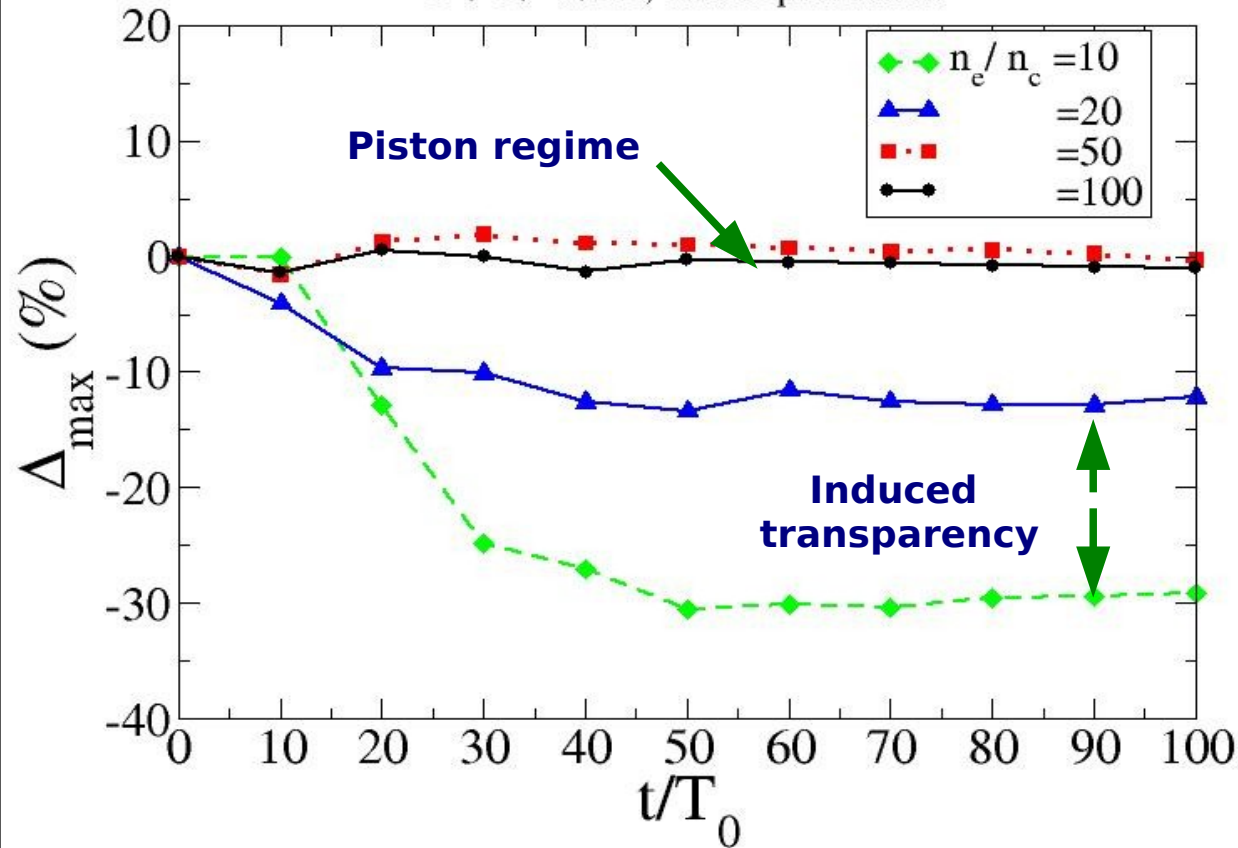
$$c \nabla \times \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{j} + \partial_t \mathbf{E}$$

IV/ Some results from simulation 1D

Case of a thick foil

$$\Delta_{\max} = f(t) \text{ and } l = 100 \lambda_0$$

$I = 8 \cdot 10^{22} \text{ W/cm}^2$, circular polarization



Simulation parameters:

- › $a_0 = 180$, $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$
- › Circular polarisation
- › $n_e = 10 n_c$
- › $l = 100 \mu\text{m}$

$$\Delta_{\max} \equiv \frac{\max p_{i,\text{rad}} - \max p_{i,\text{no rad}}}{\max p_{i,\text{no rad}}}$$

› The radiation reaction **lead to a reduction of shock velocity** and **less efficient ion acceleration**.

› **More electron density is weak more Radiation reaction affects the ions dynamics** due to the fact that the laser penetrates sufficiently deep in the target.

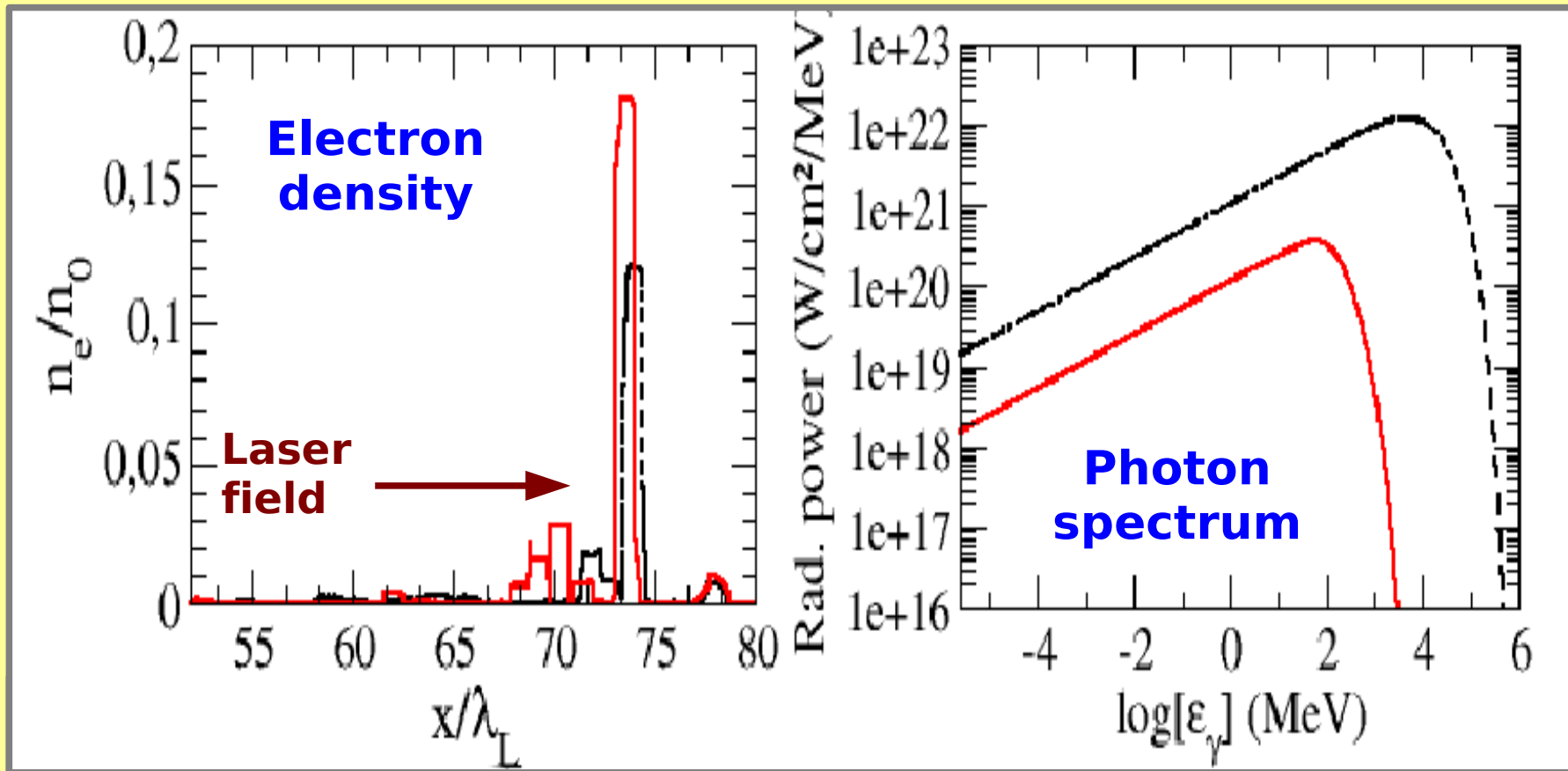
R. Capdessus, E. d'Humières, V.T Tikhonchuk, *Modeling of radiation losses in ultra¹³ high power laser matter interaction*, PRE, submitted.

Case of a thin foil

Simulation parameters:

- › $a_0 = 180$, $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$
- › Circular polarisation
- › $n_e = 100 n_c$
- › $l = 0.3 \mu\text{m}$

$t = 80 T_L$ with RR / without RR



- › **Electron bunch density increases by 50%** with the radiation reaction.
- › **The radiation reaction doesn't affect the nature of electron heating.**

III/ How does the radiation reaction affect the plasma dynamics ?

Application to laser-plasma interaction case leading to a collisionless shock

Physical parameters :

Laser parameters.

- $a_0 = 100$
- **Linear polarization => to generate hot electrons** (non vanishing of the oscillating component of the ponderomotive force)
- Laser wavelength = $1\mu\text{m}$
- Using spatial and temporal profile gaussian
- à $t=0$ le laser interagit avec le plasma.

Plasma parameters

- Plasma of protons and electrons (real mass ratio)
- $n_e = 10n_c$
- Semi-infinite plasma.
- $T_{i0} = T_{e0} = 1 \text{ KeV}$
- NB : $\omega_{pi}^{-1} \sim 2 T_L$

Conditions to get shock formation :

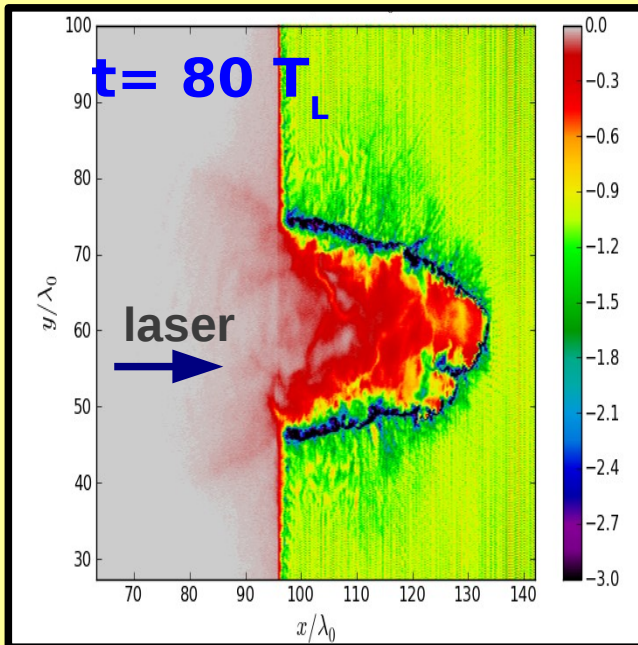
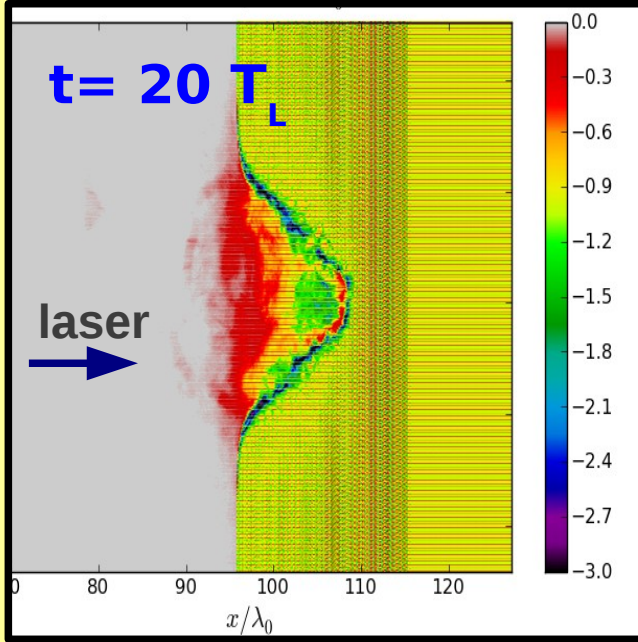
- Pour qu'il y ait formation d'un choc, la vitesse acoustique ionique (c_s) doit être supérieure à la vitesse du piston-laser (downstream), notée v_d .
- La vitesse du piston (v_d) est proportionnelle à a_0 :

$$v_d = c \sqrt{(n_c/2n_p)(Z m_e/m_i) a_0^2}$$

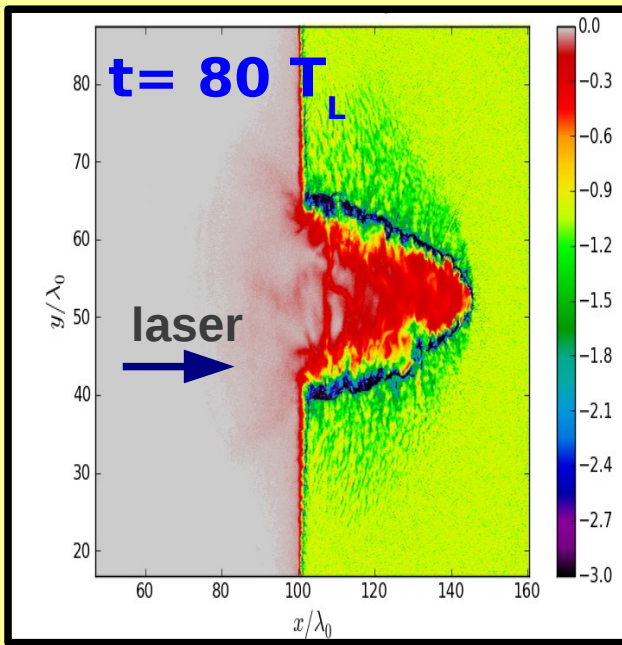
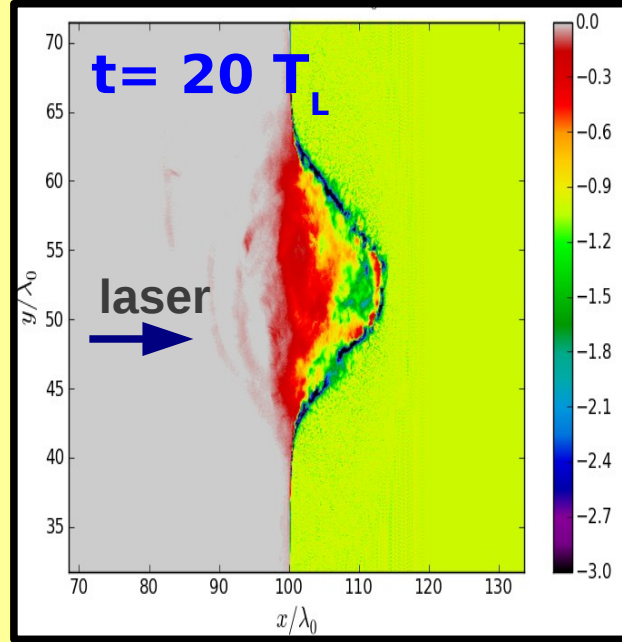
- Cela implique pour la formation du choc:
 - $a_0 > 2 n_p/n_c = 2 n_e/n_c$

Electron density

With radiation reaction



Without

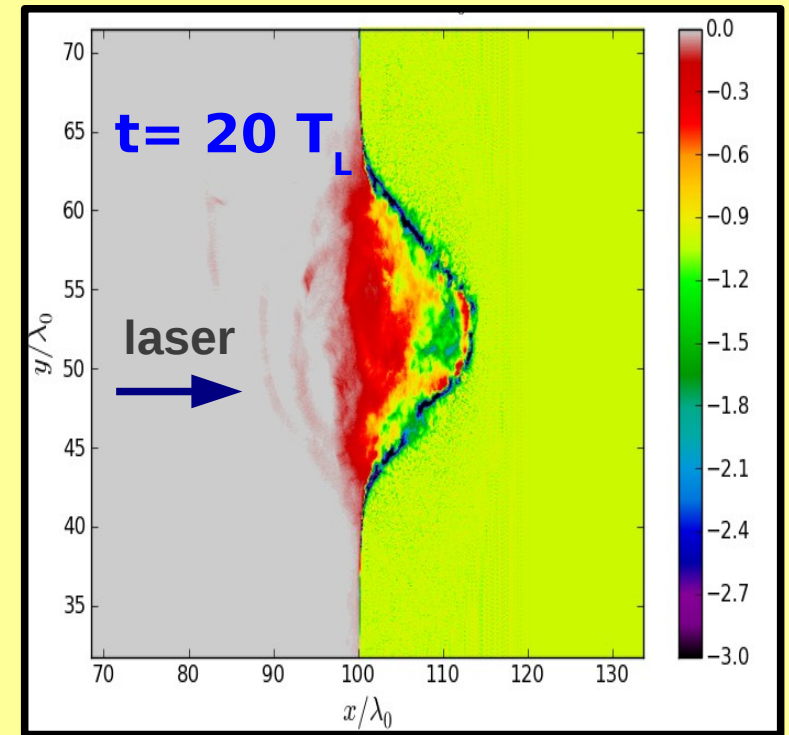
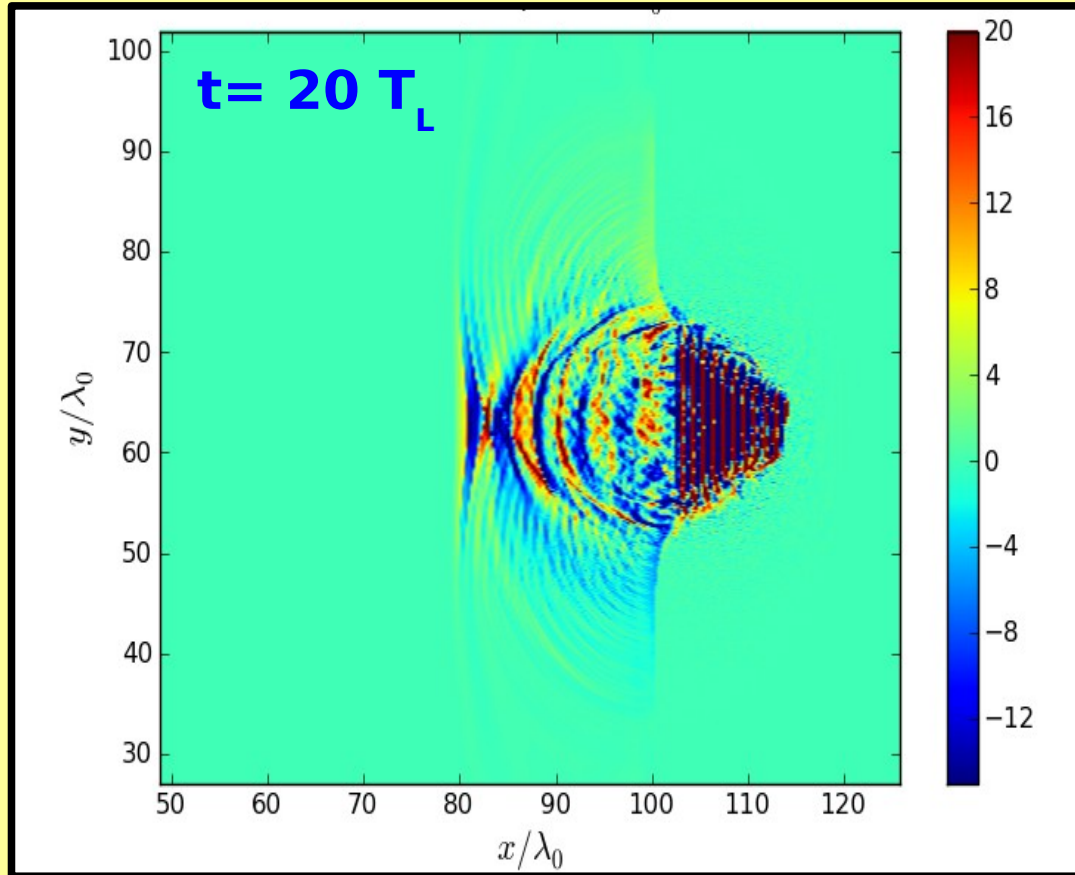


densité normalisée à n_0

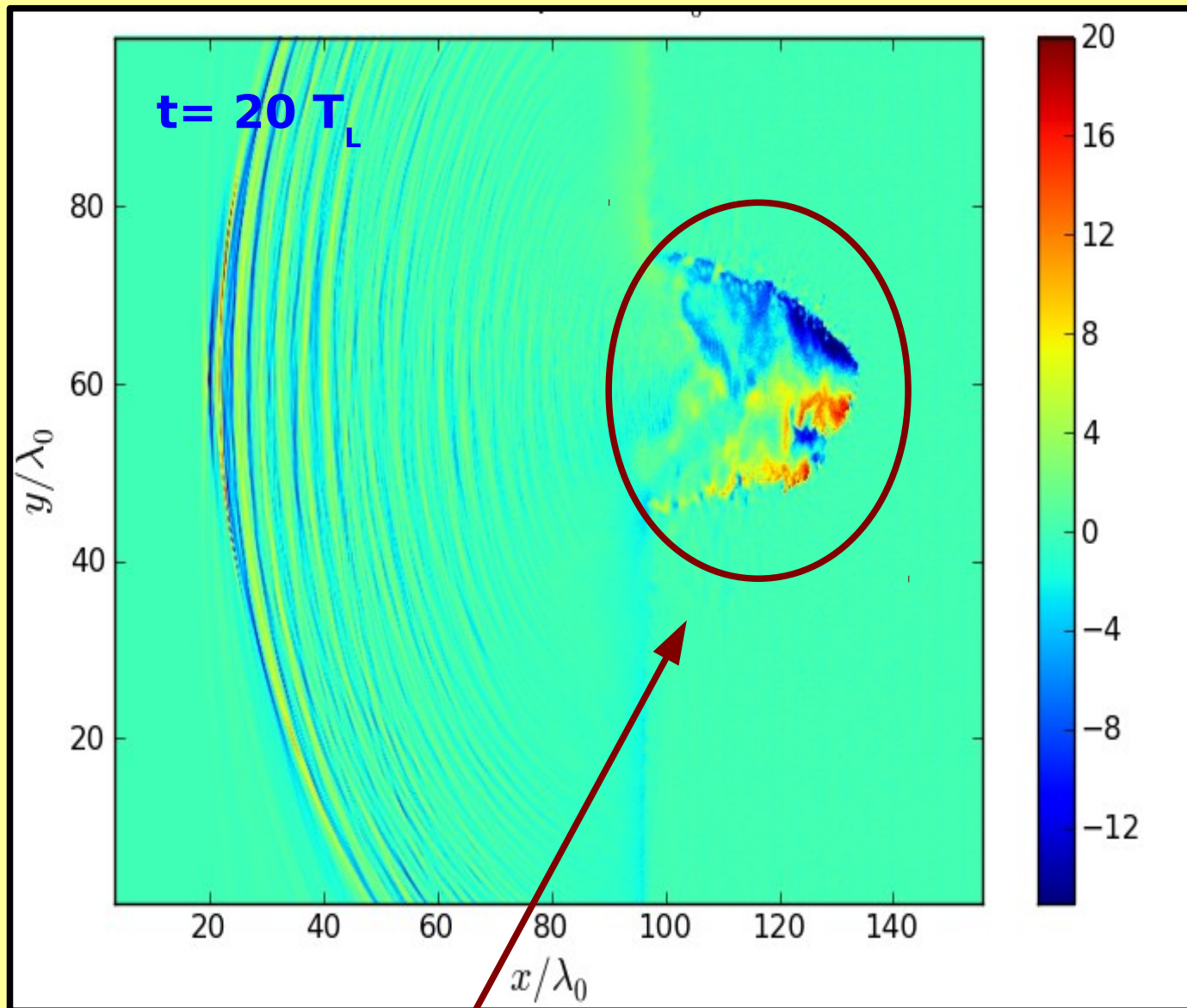
- Du à la polarisation linéaire du laser => génération d'électrons rapides.
- Conservation de la neutralité : => courant de retour d'électrons froids.
- Menant à une instabilité de type Weibel
- Les pertes par rayonnement induisent des filamentations transverses par rapport à la direction de propagation du laser.
- Les électrons s'échappant en face avant sont relativement freinés via leur rayonnement.

Magnetic field structure Without radiation reaction

Champ normalisé au champ de compton



- A ce temps là, les pertes par rayonnement n'affectent pas la structure du champ magnétique.
- La figure (a) montre la présence d'instabilité électronique due à de fortes valeurs de champs pour $x > 100 \lambda_0$.
- On peut estimer via les paramètres utilisés la génération de forts champs magnétiques à partir de $t = 100 \omega_{pe}$



Champ normalisé
au champ de
Compton
 $B_c = 3.92 \cdot 10^3 \text{ T}$

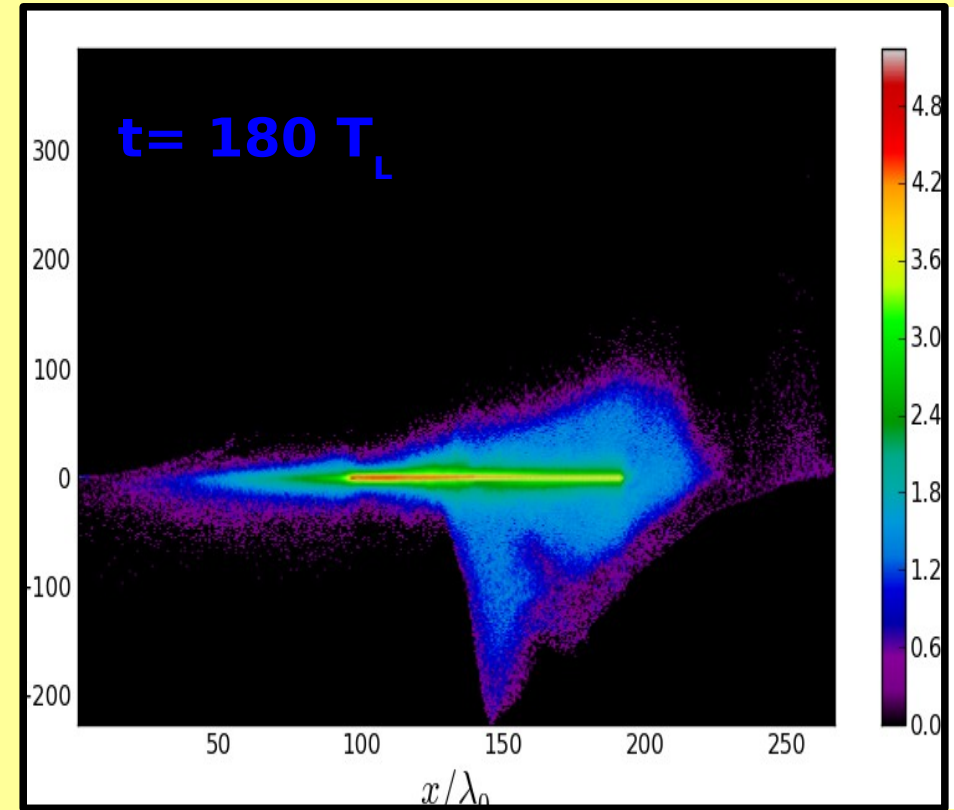
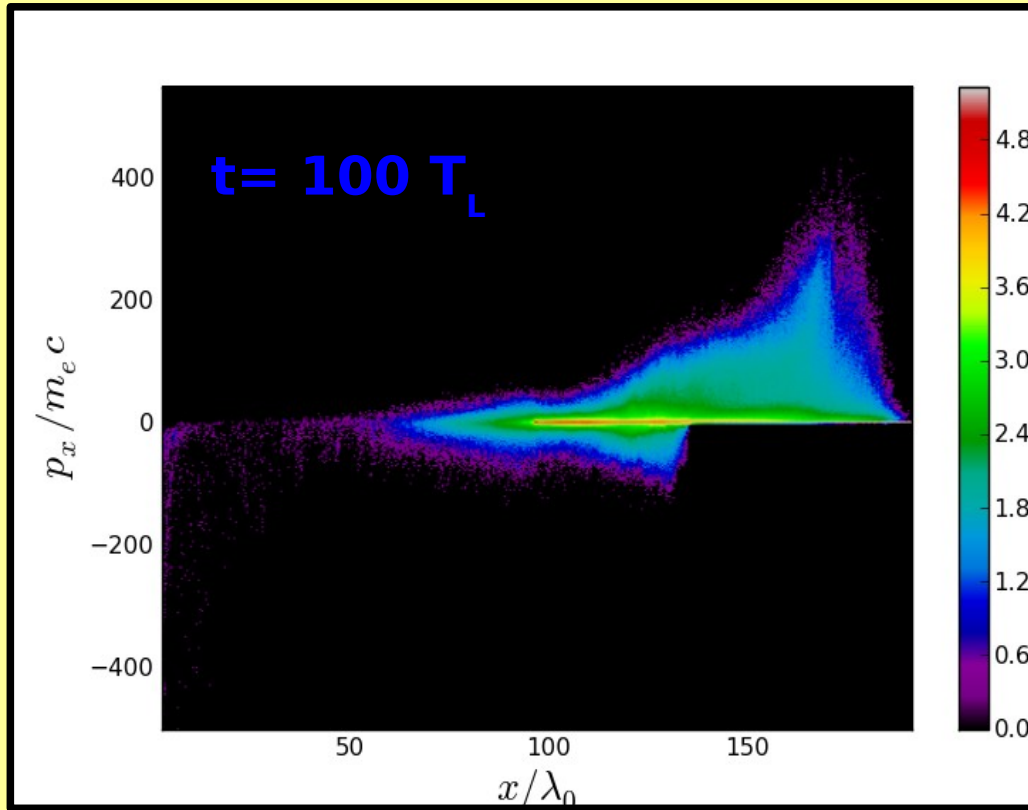
NB : Les pertes
radiatives
affectent peu la
structure du
champ
magnétique.

(cas sans la prise
en compte des
pertes par
rayonnement)

**Signature d'un fort champ
magnétique dans la zone de choc.**

Espace des phases des electrons.

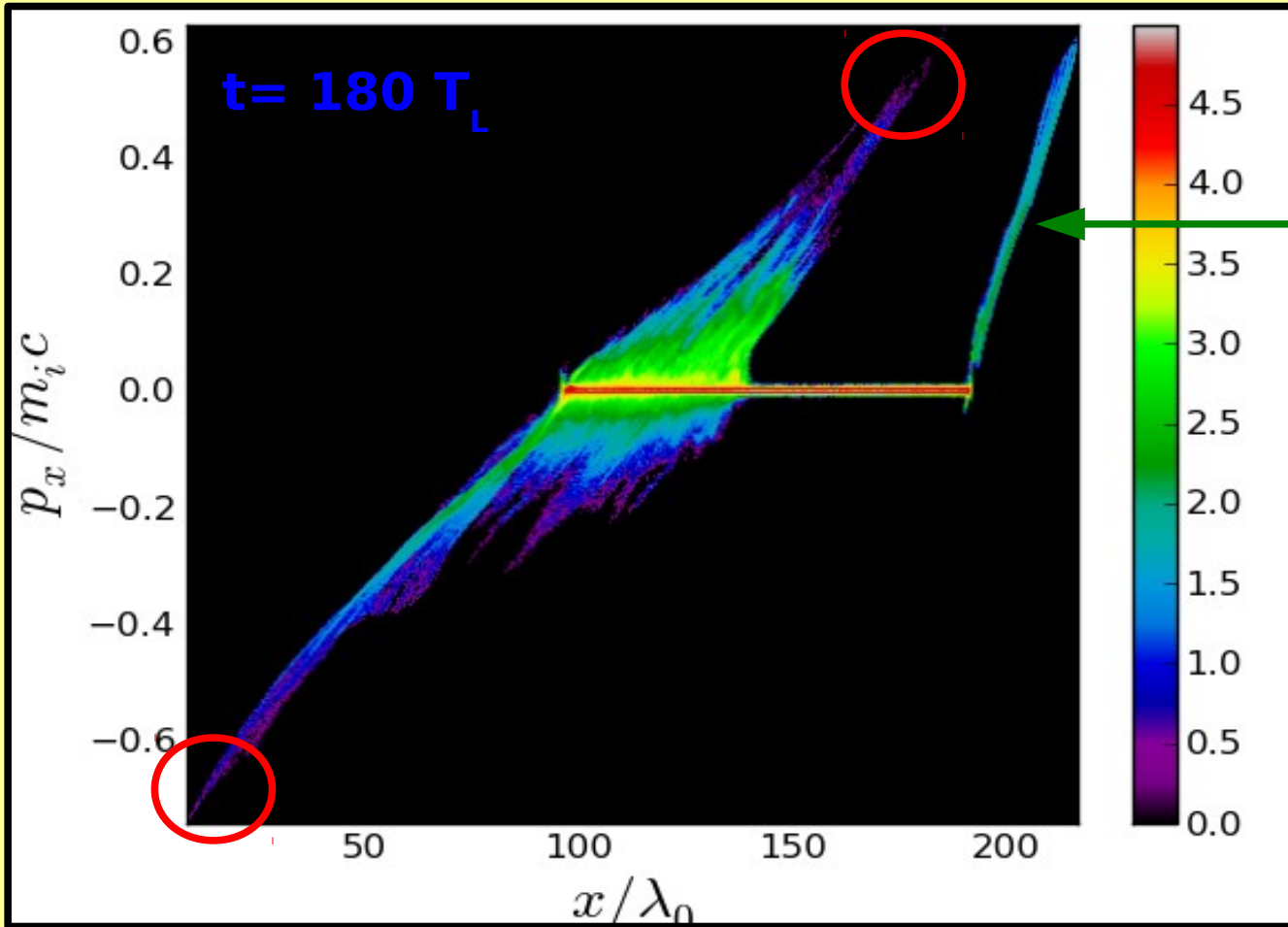
With radiation reaction



- Les pertes par rayonnement induisent une diminution drastique de l'impulsion maximal des electrons.
-
- Les pertes par rayonnement sont d'autant plus importantes pour les électrons se contre-propageant par rapport au champs auxquels ils sont soumis.

Espace des phases des ions.

With radiation reaction



Mecanisme TNSA
en cible arriere.

- Les pertes par rayonnement engendrent une augmentation de l'impulsion des ions, favorisant davantage la formation du choc.

Conclusions

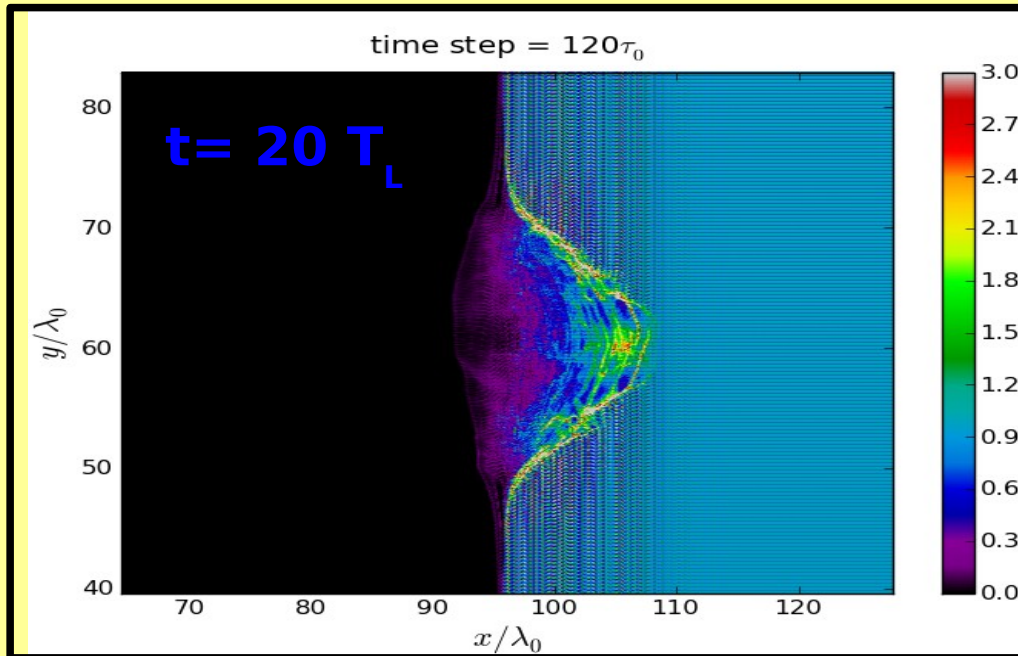
- Possibilité d'étudier des phénomènes astrophysiques via l'interaction laser-plasma
- Plus précisément dans des conditions d'astrophysique de laboratoire réaliste il est possible d'atteindre des régimes astrophysiques, via l'interaction d'un laser à ultra haute intensité sur un plasma sur-dense.
- La formation d'un choc non-collisionnel a été montrée, via une instabilité Weibel.
- A l'intensité laser utilisée, les pertes par rayonnement ont une influence sur la dynamique et influent notamment sur la formation du choc et le chauffage électronique.

Travail à venir.

- Etudier à des temps plus long l'évolution de la dynamique du choc.
- Etudier l'influence des pertes par rayonnement sur la dynamique du plasma, la formation du choc. (en cours de dépeuilage)
- **Modéliser le spectre des photons générés par les électrons accélérés au front du choc (rayonnement synchrotron).**
==> Simulation en cours de traitement.
- Ceci pourrait constituer un diagnostic intéressant pour caractériser la présence d'un choc et aussi le rayonnement émis au choc.
- Comprendre comment améliorer au mieux la dynamique du choc (paramètres laser, plasma), en considérant des cas à ultra haute intensité laser, où les pertes par rayonnement jouent un rôle.
- Les pertes par rayonnement ont-elles une influence sur la nature du rayonnement émis ? (hormis un refroidissement), synchrotron
→ jitter . ?

Ion density

With radiation reaction



Without radiation reaction

