

Amélioration de l'efficacité des sources bêta-trons

Il n'est pas forcément nécessaire d'avoir une interaction laser-plasma pour produire un rayonnement bêta-tron dans un plasma. Un faisceau d'électrons relativistes (ou plus généralement de particules chargées) se propageant dans un plasma est également capable de repousser transversalement les électrons du plasma, par simple répulsion coulombienne, et de créer un sillage caractérisé par de forts champs électromagnétiques. La première observation expérimentale du rayonnement synchrotron émis par le mouvement bêta-tron des particules a ainsi été réalisée dans ce cadre en 2002, en utilisant un faisceau d'électrons accéléré à 28.5 GeV sur le SLAC [Wang *et al.*, 2002]. Deux ans plus tard, elle était démontrée au LOA dans le cas d'un sillage créé par laser [Rousse *et al.*, 2004]. Par la suite, cette thématique a été intensément étudiée, permettant de déterminer les principales caractéristiques d'une source bêta-tron. Une durée inférieure à 100 fs a été trouvée expérimentalement [Ta Phuoc *et al.*, 2007], mais les mesures effectuées sur le faisceau d'électrons présagent d'une durée réelle plutôt de l'ordre de quelques femtosecondes [Lundh *et al.*, 2011]. Une taille micrométrique a également été déterminée par différents groupes [Shah *et al.*, 2006, Kneip *et al.*, 2010], ainsi qu'une divergence de l'ordre de quelques dizaines de milliradians [Ta Phuoc *et al.*, 2006].

Dans ces dernières années, l'amélioration des technologies expérimentales a permis d'augmenter la collimation des sources bêta-trons, parfois inférieure à 10 mrad [Kneip *et al.*, 2010], ainsi que la gamme d'énergie atteignable par les photons de cette source de quelques keV à la centaine de keV. La maîtrise de ces sources a augmenté à tel point qu'elles sont maintenant utilisées pour réaliser des radiographies dans divers domaines [Fourmaux *et al.*, 2011a, Kneip *et al.*, 2011]. De plus, la mesure du rayonnement bêta-tron permet d'accéder à une connaissance plus précise de l'évolution expérimentale du faisceau d'électrons dans l'accélérateur plasma, comme par exemple celle de son émittance transverse [Kneip *et al.*, 2012, Plateau *et al.*, 2012].

Pour de nombreuses applications, cependant, il est encore nécessaire d'augmenter le flux de photons émis par les sources bêta-trons [Albert *et al.*, 2014], afin de pouvoir s'approcher des sources synchrotrons des accélérateurs conventionnels. Cette augmentation se fait naturellement à mesure que des lasers plus puissants sont développés. Cependant, pour que cette technologie reste accessible (moindre coût, petite taille de l'installation, plus haute cadence de tir, etc.), il est intéressant de pouvoir augmenter le flux de photons à énergie laser constante. Ceci peut être réalisé expérimentalement en améliorant la tâche transverse du laser, comme vu dans la section précédente. Une autre piste consiste à complexifier le dispositif expérimental afin d'ajouter de nouveaux effets ayant pour but d'amplifier le mouve-

ment bétatron. Par exemple, il est possible de faire interagir le faisceau d'électrons accéléré dans le sillage avec l'impulsion laser, le champ laser transverse amplifiant l'oscillation bétatron [Németh *et al.*, 2008]. Ceci peut se produire lorsque les électrons rattrapent l'arrière de l'impulsion laser en déphasant [Cipiccia *et al.*, 2011], ou bien en utilisant la technique d'injection par ionisation pour avancer la position d'injection [Huang *et al.*, 2016]. Donnant de bons résultats expérimentaux, ces méthodes peuvent néanmoins être difficilement reproductibles par les simulations, car l'interaction de l'impulsion laser avec le faisceau d'électrons accélérés peut être difficile à modéliser correctement dans les codes PIC [Lehe *et al.*, 2014]. De plus, ce couplage des électrons accélérés avec le laser est naturellement présent dans la plupart des expériences réalisées sur les sources bétatrons. Augmenter le flux passe donc soit par l'optimisation de ce phénomène, soit par la recherche d'autres méthodes.

Une autre possibilité consiste à jouer sur le profil du plasma utilisé pour l'accélération, afin de soit augmenter l'énergie électronique atteinte, soit accentuer l'oscillation des électrons [Ta Phuoc *et al.*, 2008b]. Dans cette partie, nous présentons tout d'abord deux méthodes basées sur des manipulations de ce profil afin d'augmenter le rayon d'oscillation des électrons dans l'onde de sillage. Dans la première, le laser est envoyé sur un gradient de densité montant avec un petit angle d'incidence. Ceci brise la symétrie du sillage et provoque une injection avec une grande impulsion transverse, conduisant à des oscillations bétatrons importantes. Dans le deuxième schéma, une marche de densité montante provoque un éclatement du faisceau d'électrons qui interagit avec des champs transverses défocalisants. En retournant à la densité initiale après la marche de densité, l'accélération reprend avec un rayon d'oscillation plus élevé pour les électrons ayant été défocalisés. Enfin, il est aussi possible d'utiliser cette marche de densité montante pour accélérer la déplétion du laser, et donc la transition vers un régime où le sillage est créé par le faisceau d'électrons. Dans ce régime, on a encore émission de rayonnement bétatron, similairement à l'expérience réalisée sur le SLAC en 2002 [Wang *et al.*, 2002], et l'émission peut même être augmentée car bénéficiant d'une densité plasma plus élevée.

VI.1 Gradient transverse

VI.1.1 Présentation du schéma

La physique du sillage laser présente une symétrie axiale qui conduit généralement à l'accélération sur l'axe d'un faisceau très focalisé, dont les électrons effectuent des oscillations bétatrons d'amplitude petite devant le rayon de la bulle accélératrice. Il semble ainsi intéressant de 'casser' cette symétrie, afin de provoquer une oscillation sur une plus grande zone à l'intérieur de la bulle. C'est pourquoi il nous a paru prometteur d'envisager l'interaction d'un laser avec un gradient de

densité transverse.

On considère donc à présent une impulsion laser d'énergie fixe $E_0 = 1.5$ J, de durée $\tau_0 = 30$ fs, de longueur d'onde $\lambda_0 = 800$ nm, et de polarisation linéaire selon y se propageant dans une direction proche de celle de l'axe x . Ce laser est focalisé sur un waist de $W_0 = 13.5$ μm en entrée de simulation, ce qui donne $a_0 = 2.86$. On considère l'interaction de ce laser avec un plasma de densité 3.5×10^{18} cm^{-3} . De plus, on ajoute un gradient de densité transverse : la densité, qui est constante et égale à 3.5×10^{18} cm^{-3} pour $y < 100$ $c/\omega_0 \sim 13$ μm , augmente linéairement pour les positions $y > 13$ μm . De tels gradients raides et courts peuvent être par exemple générés en insérant une lame en sortie de jet de gaz, ce qui crée un choc dans le jet de gaz [Schmid *et al.*, 2010, Buck *et al.*, 2013, Guillaume *et al.*, 2015b]. Le laser est injecté en $y = -75$ c/ω_0 avec un angle α petit par rapport à la direction x . Il arrive donc en incidence rasante sur le gradient transverse (cf fig. 41a).

Une telle étude implique une asymétrie par rapport à la direction de propagation laser, on ne peut donc pas utiliser le code CALDER-Circ. Pour cette raison, on réalise des simulations 3D avec CALDER, et les paramètres numériques utilisés sont les mêmes que dans la partie précédente. La figure 41 présente l'évolution de la densité plasma au cours d'une simulation avec $\alpha = 3^\circ$, et pour un gradient de densité de 0.42×10^{18} $\text{cm}^{-3}/\mu\text{m}$ (la densité est multipliée par 6 en 50 μm). Le laser se propage initialement vers la droite et vers le haut, selon l'angle α . Il est progressivement dévié dans le gradient avant de repartir vers le bas. Si on assimile le laser à une onde plane, il est en effet possible de montrer que celui-ci suit une trajectoire parabolique dans le gradient, et qu'il en sort en se propageant avec un angle $-\alpha$. On peut voir également qu'un faisceau d'électrons a été injecté dans le gradient, clairement visible à partir de la figure 41d. Après la sortie du gradient, ces électrons oscillent fortement dans le sillage, occasionnant un rayonnement intense.

Dans la suite nous allons étudier plus en détail comment se produit l'injection, et pourquoi les oscillations des électrons sont aussi marquées en sortie du gradient.

VI.1.2 L'injection transverse

L'injection dans un tel gradient transverse est différente de l'injection dans un gradient longitudinal classique. Ceci est dû en particulier à l'asymétrie du sillage créé dans ce schéma : en figure 42, on peut voir que le sillage n'est symétrique à aucun moment de la propagation dans le gradient. En entrée de gradient (fig. 42a), la partie haute de l'impulsion laser se propage dans un plasma de densité plus élevée que sa partie basse. Ainsi, la longueur d'onde plasma associée y est plus courte ($\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ dans le régime linéaire), et la bulle se referme plus rapidement que par le bas, ce qui crée cette forme de sillage asymétrique. Par la suite, l'asymétrie s'accroît : l'approximation du laser par un rayon optique est imparfaite. L'avant de l'impulsion laser se propage dans un plasma encore peu modifié, et suit donc une trajectoire parabolique dans le gradient, le gradient de

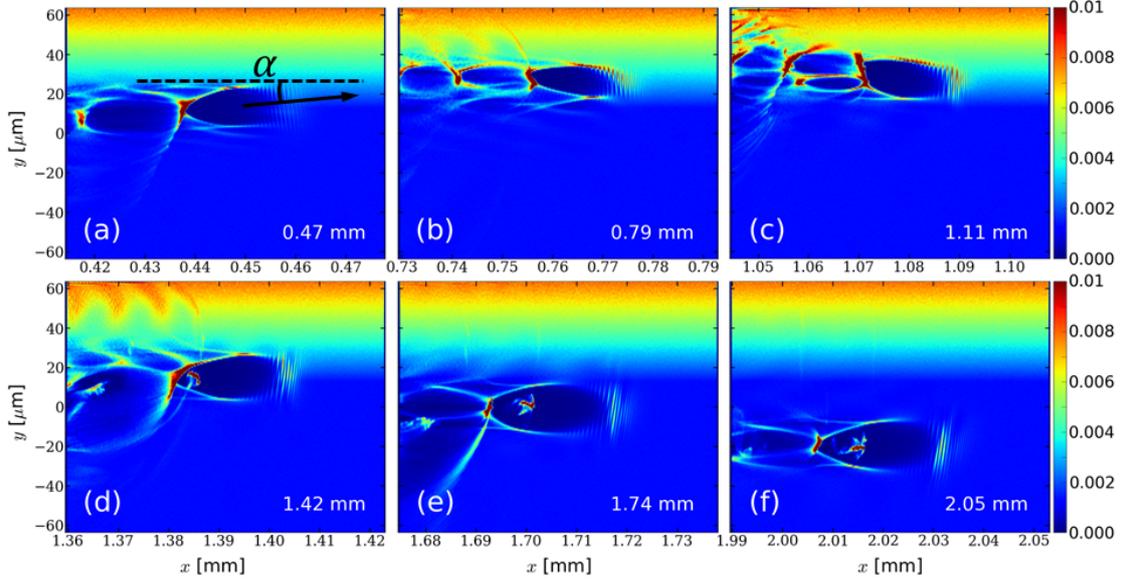


FIGURE 41 – Densité plasma à différents instants dans la simulation avec $\alpha = 3^\circ$, et un gradient de densité $0.42 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}/\mu\text{m}$. Les différents traits de ce schéma sont visibles : déviation du laser par le gradient, l’injection des électrons, et leur oscillation postérieure.

densité provoquant une variation de l’indice optique. Au contraire, l’arrière de l’impulsion laser est situé dans la cavité ionique, zone quasiment vide d’électrons. Elle ne subit donc pas l’influence du gradient de densité, et n’est pas dévié de sa trajectoire rectiligne. En conséquence, l’impulsion laser se retrouve “tordue”, sa partie arrière étant déviée plus tardivement, elle se décale vers le haut par rapport à la partie avant du laser. Sur la figure 42b, l’impulsion laser semble ainsi présenter une inclinaison proche de -45° , bien supérieure à l’angle maximal de -3° attendu. L’arrière de l’impulsion laser n’est finalement déviée par le plasma que lorsqu’elle atteint le haut de la cavité laser. Cependant, une partie de l’énergie laser peut être perdue au cours du processus (pour de grands angles α , typiquement $\alpha > 3^\circ$) car une partie de l’impulsion n’est alors pas déviée et se sépare lors de la propagation dans le gradient.

En conséquence de l’asymétrie du sillage, l’injection provoquée est également asymétrique. On représente en figure 43, la position d’injection des électrons pour le cas où $\alpha = 3^\circ$. Ce cas est comparé à un cas d’injection par gradient standard (i.e. gradient longitudinal), qu’on appellera dans la suite cas référence. Afin de pouvoir ensuite comparer les émissions de rayonnement à paramètres de faisceau d’électrons à peu près égaux, on n’utilise pas le même gradient dans les deux cas. Pour l’injection par gradient longitudinal, le gradient choisi dans les simulations est centré en 0.7 mm, avec des rampes d’entrée et de sortie linéaires de $70 \mu\text{m}$ (forme triangulaire), suivi par le plateau de densité. La densité maximale atteinte

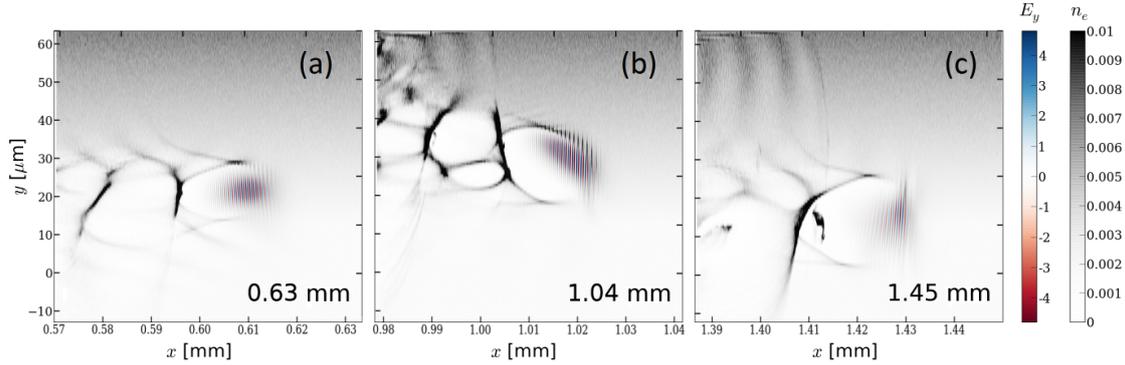


FIGURE 42 – Déviation du laser et asymétrie du sillage. Densité plasma (en gris), et champ laser (normalisé à $m_e c \omega_0 / e$, rouge-bleu) à différents instants de la propagation du laser dans le gradient transverse. Le bas du gradient est situé en $y \sim 13 \mu\text{m}$.

au sommet du triangle est de 1.5 fois la densité du plateau. Les paramètres laser et numériques sont inchangés, le laser se propageant maintenant avec un angle nul. On verra qu'ainsi, on obtient des charges et des énergies électroniques similaires.

Dans le cas référence, l'injection est provoquée par le gradient longitudinal (qui entraîne un allongement de la première cavité du sillage), et présente surtout une symétrie de révolution autour de l'axe de propagation : tous les électrons sont originaires d'une région de faible épaisseur Δr située en un rayon $r \sim R$, où R est le rayon de la bulle (figure 43e). Ce résultat est conforme à ceux déjà présentés en détail dans plusieurs travaux [Pukhov & Meyer-ter Vehn, 2002, Kalmykov *et al.*, 2010]. Dans le cas du gradient transverse, la symétrie est brisée dans la direction du gradient y , tandis qu'elle est conservée selon z . On distingue deux injections successives. Une première injection, représentée en noir dans la figure 43, prend place lorsque le laser est encore en train de pénétrer plus profondément dans le gradient, vers $x = 0.7 \text{ mm}$ (fig. 43a). Ces électrons ont en moyenne une position initiale en y inférieure à celle du laser. Ensuite, une deuxième injection, représentée en bleu dans la figure 43, se produit entre 0 et 0.2 mm après que le laser a atteint sa position maximale en y . Ces électrons semblent au contraire provenir d'une position initiale y supérieure à celle du laser, et sont tous originaires d'une zone située à une distance $\sim R$ du centre de la bulle, mais uniquement dans le plan (x, z) , i.e. à $y = y_b$ et $z = \pm R$, avec y_b la position du centre de la bulle selon la direction y . Cette symétrie différente pour les positions initiales de ces deux groupes d'électrons laisse présager un mécanisme d'injection différent. Il a déjà été montré que l'asymétrie de l'injection pouvait provenir de l'asymétrie de l'impulsion laser expérimentale [Corde *et al.*, 2013b], nous montrons dans la suite qu'elle trouve ici son origine dans l'asymétrie du sillage observée dans la figure 42.

Afin d'étudier plus précisément le mécanisme de la première injection, on trace dans la figure 44 la trajectoire d'une particule injectée, ainsi que celle d'une parti-

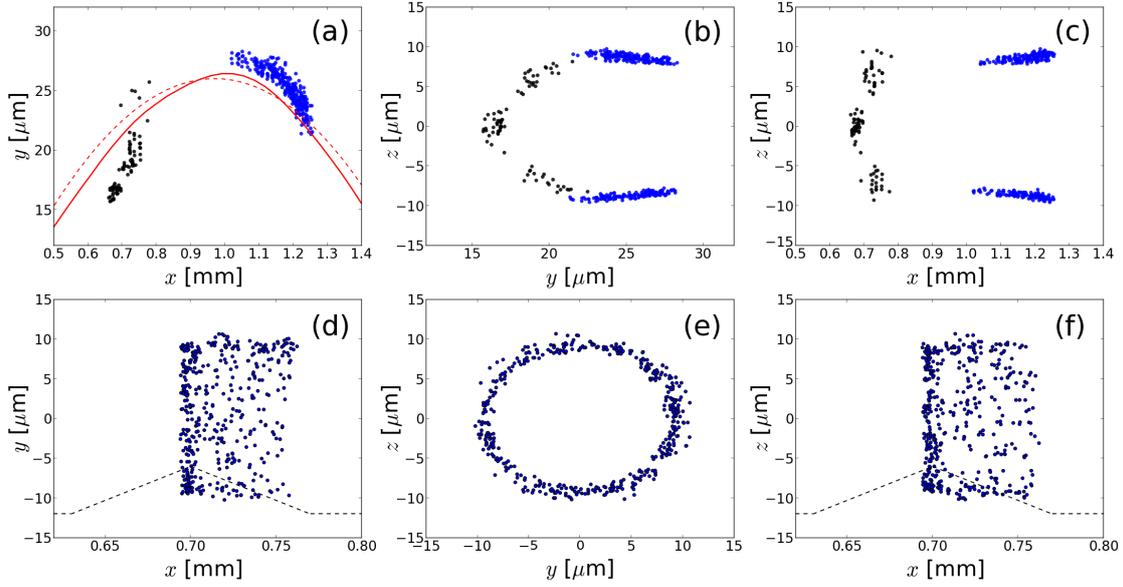


FIGURE 43 – Position initiale de quelques électrons injectés dans le gradient transverse (a)-(c) et dans le cas de référence (d)-(f). Position initiale dans le plan (x, y) (a) et (d), le plan (y, z) (b) et (e), et le plan (x, z) (c) et (f). La trajectoire du barycentre de l'impulsion laser obtenue dans la simulation est tracée en traits rouges pleins dans la figure (a), ainsi que la trajectoire théorique d'un rayon optique (pointillés rouges). Le profil plasma pour le gradient longitudinal utilisé dans le cas référence est tracé en pointillés noirs dans les figures (d) et (f). Pour le gradient transverse, les particules sont distinguées par deux couleurs selon leur position initiale en x : noir pour les électrons injectés lors de l'entrée du laser dans le gradient, et bleu pour les électrons injectés lors de sa sortie.

cule située symétriquement en y par rapport à l'impulsion laser. On y trace aussi les forces s'appliquant sur ces particules au cours de leur trajectoire. À cause de l'asymétrie du sillage, ces deux particules n'ont pas une trajectoire similaire lors de leur interaction avec le laser, puis avec le sillage. La particule injectée, représentée en bleu, est éjectée en dessous de l'impulsion laser par la force pondéromotrice, et suit donc le bord inférieur de la bulle. Ce faisant, elle traverse une zone de très fort champ accélérateur en arrière de cavité (cf fig. 44b), qui lui permet d'atteindre une énergie suffisante pour être injectée (on peut définir cette énergie comme celle associée au facteur de Lorentz lié à la vitesse de l'onde de sillage, défini par $\gamma_s = \sqrt{2/3}(\omega_0/\omega_p) = 18.2$, où on a utilisé l'expression de la vitesse de phase du sillage donnée dans la partie II.3.1). À l'inverse, la force pondéromotrice éjecte la particule représentée en rouge au dessus de l'impulsion laser, et cette particule qui suit le bord supérieur de la bulle ne reste pas longtemps dans la zone accélératrice à l'arrière de la bulle, ce qui ne lui permet pas d'être accélérée suffisamment pour être injectée. Nous verrons dans la suite que cette injection est la plus intéressante en termes d'émission de rayonnement.

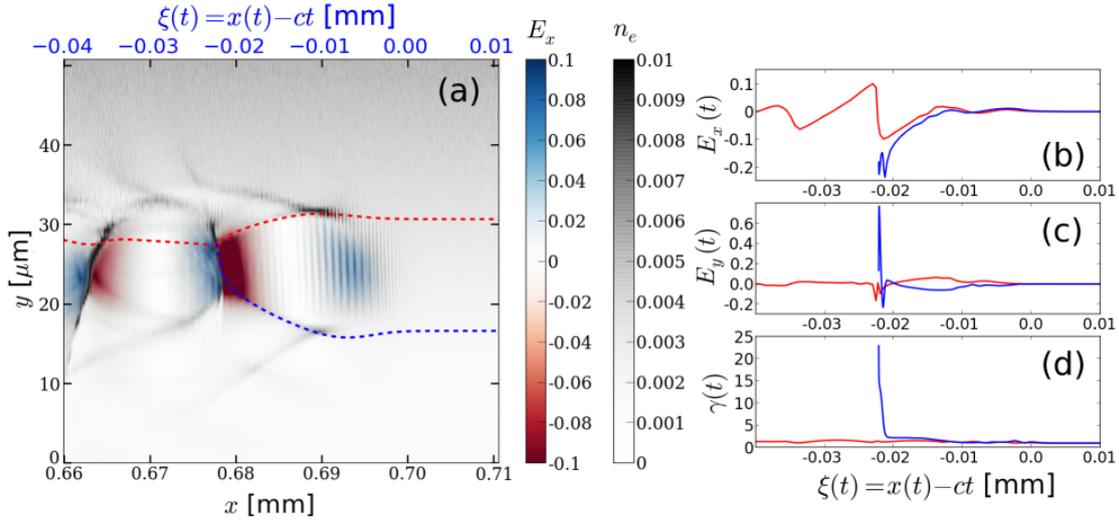


FIGURE 44 – Mécanisme de la première injection dans le gradient transverse. (a) Carte de la densité plasma (gris) et du champ accélérateur E_x après 0.71 mm d'accélération. Les trajectoires de deux particules, représentées en pointillés, montrent l'évolution au cours du temps de leur position $y(t)$ en fonction de leur coordonnée $\xi(t) = x(t) - ct$, avec l'origine du temps $t = 0$ définie de telle sorte que le pic du laser se trouve en $x = 0.7$ mm lorsque $t = 0$. (b) (resp. (c)) Champ accélérateur E_x (resp. champ transverse E_y) ressenti par les particules au cours de leur trajectoire. (d) Facteur de Lorentz des particules au cours de leur trajectoire. La trajectoire en bleu est celle d'une particule injectée, celle en rouge représente une particule non piégée. Les champs E_x et E_y sont normalisés à $m_e c \omega_0 / e$.

La seconde injection présente un mécanisme plus classique, proche de l'injection par gradient descendant. Elle se produit en effet dans une zone où l'impulsion laser s'éloigne des fortes densités plasmas présentes dans le gradient transverse. La sillage expérimente donc aussi un gradient de densité descendant. Cependant, les effets d'asymétrie s'y superposent pour réaliser l'injection asymétrique observée dans la figure 43. En figure 45, on peut voir que similairement à ce qui se produit lors de l'injection dans un gradient descendant, la sortie du gradient transverse occasionne un allongement de la cavité ionique, ce qui provoque l'injection. Cependant, l'asymétrie de la bulle dans le gradient provoque l'asymétrie de l'injection observée dans la figure 43b et c.

Cette seconde injection est plus massive que la première, mais son rayonnement sera néanmoins plus faible. De même dans les simulations, on observe après la sortie du gradient transverse une troisième injection plus tardive. Cette dernière injection est réalisée par auto-injection classique. Dans les parties suivantes, nous montrons pourquoi le rayonnement émis par ces deux dernières injections est peu intéressant, malgré la charge plus importante concernée.

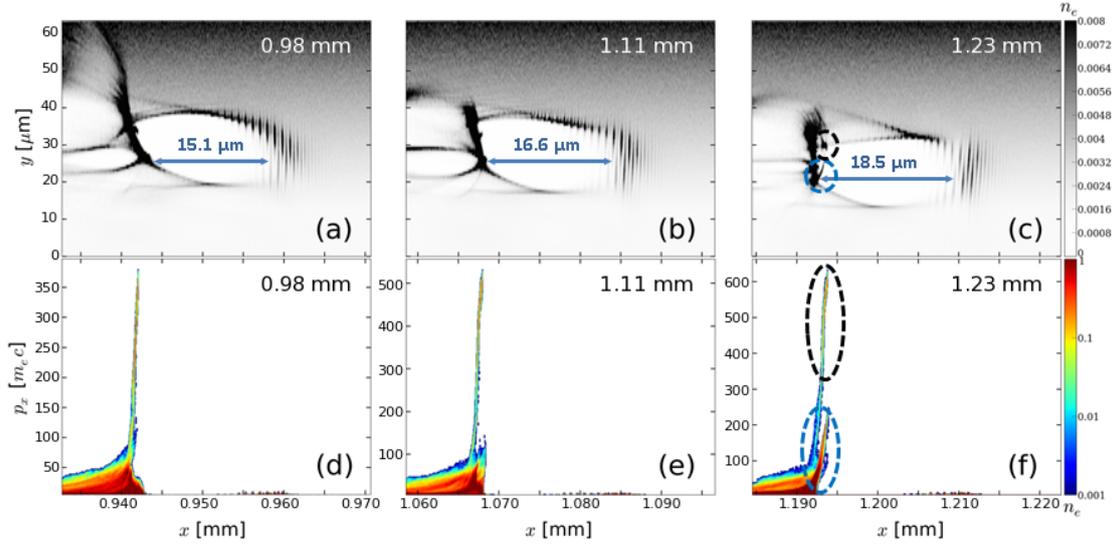


FIGURE 45 – Seconde injection en sortie de gradient transverse. Densité plasma après différentes distances d’accélération (a)-(c) et espaces des phases longitudinaux correspondants. Le faisceau d’électrons piégés lors de la première (resp. seconde) injection est entouré en noir (resp. bleu). L’augmentation visible de la taille de la bulle qui provoque l’injection est quantifiée par les flèches bleues (a)-(c).

VI.1.3 Sortie du gradient et initiation des oscillations

Jusqu’à présent nous avons expliqué le mécanisme d’injection dans le gradient transverse. Ce mécanisme n’explique cependant pas l’intérêt de ce schéma comparé à celui d’une injection par gradient descendant simple. Encore une fois, cet intérêt réside dans l’asymétrie du sillage pendant la propagation dans le gradient transverse. Après avoir atteint sa position extrême en y , l’arrière de l’impulsion laser est donc elle aussi déviée, ce qui engendre un basculement rapide de la bulle (fig. 46a, 46b), et du champ transverse focalisant E_y associé. La position transverse où le champ E_y s’annule à l’arrière de la bulle est représentée en figure 46c. La vitesse de dérive de cette position est en moyenne de $-0.05 c$, ce qui correspond à la vitesse de propagation attendue pour un angle de 3° . Cependant, la vitesse de dérive monte à $-0.13 c$ en moyenne entre 1.2 mm et 1.3 mm, avec une pointe à près de $-0.2 c$. Cette vitesse n’est donc pas uniquement due à l’angle de propagation de l’impulsion laser, et correspond, entre 1.2 mm et 1.3 mm, à une dérive moyenne de $0.08 c$ dans le référentiel de la bulle incliné de 3° .

Cette dérive du champ E_y est capable de donner une impulsion significative au faisceau d’électrons déjà accéléré, c’est-à-dire celui piégé lors de la première injection. On trace en figure 47a l’évolution au cours de la propagation de l’impulsion transverse p_y de quelques électrons accélérés issus des différentes injections. Initialement, juste après l’injection, les électrons effectuent de petites oscillations autour du zéro du champ E_y et l’impulsion transverse reste modérée ($|p_y| < 10 m_e c$). Après

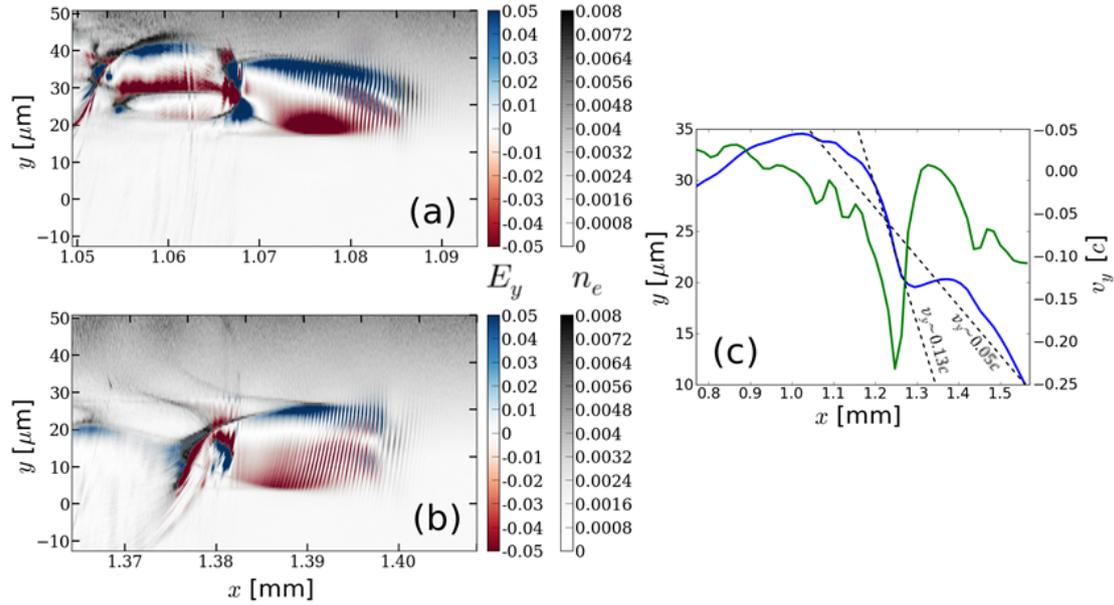


FIGURE 46 – Dérive du champ transverse en phase descendante du gradient transverse. Densité plasma (en gris) et champ transverse E_y (normalisé à $m_e c \omega_0 / e$, rouge-bleu) après 1.09 mm (a) et 1.41 mm (b). Position transverse selon y du zéro du champ transverse E_y à l’arrière de la cavité accélératrice (bleu), et vitesse de dérive de ce point (vert).

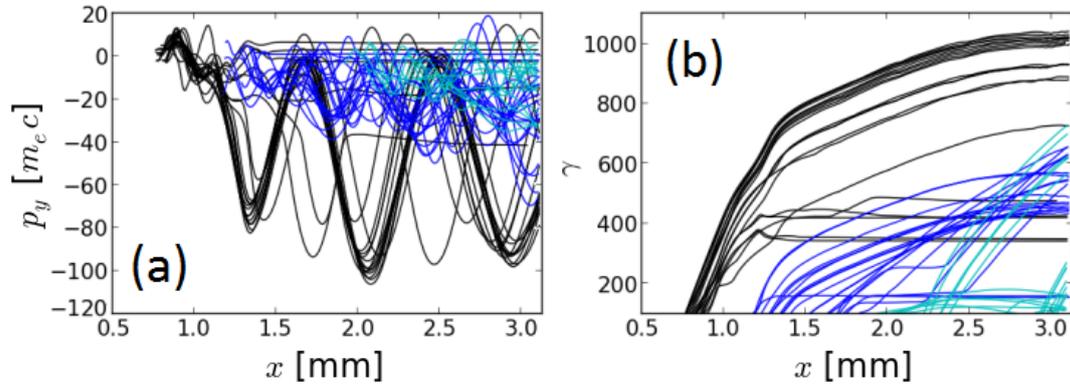


FIGURE 47 – Impulsion transverse p_y (a) et facteur de Lorentz γ (b) de quelques électrons injectés. En noir (resp. en bleu et en cyan), les électrons de la première (resp. seconde et troisième) injection. 20 électrons de chaque injection sont représentés, ce qui n’est pas représentatif de la charge concernée par chaque injection.

environ 1.1 mm de propagation, l’amplitude de l’impulsion p_y croît significativement, pour atteindre des valeurs $|p_y| \sim 100 m_e c$, et les électrons oscillent alors en phase. Cette augmentation tire son origine de la dérive transverse du champ E_y . En effet, après 1.1 mm de propagation, les électrons du premier faisceau sont déjà fortement accélérés ($E \sim 200$ MeV). La bascule de l’onde de sillage qui a

lieu entre $x = 1.2$ mm et $x = 1.3$ mm s'effectue sur une période bien plus courte (100 μm) que la période d'oscillation bétatron des électrons (à la densité plasma considérée, $\lambda_\beta \simeq 500$ μm pour des électrons de 200 MeV). On peut donc considérer que les électrons se propagent en ligne droite pendant le basculement de l'onde de sillage, et gardent un angle moyen proche de 0 avec l'axe des x . L'onde de sillage se propageant alors avec un angle $\theta = v_y/c \sim 0.13$ rad lors de la bascule et les électrons étant focalisés au centre de la bulle, ils vont acquérir un angle moyen $\langle p_y \rangle / p_x \sim 0.13$ rad, soit $\langle p_y \rangle \sim 50 m_e c$ pour des électrons de 200 MeV. Partant de $\langle p_y \rangle / p_x \sim 0$ avant la bascule, l'impulsion p_y va donc osciller avec une amplitude de 100 $m_e c$, comme observé dans la figure 47a (la valeur moyenne de p_y sur une oscillation dépend de l'énergie électronique et est proportionnelle à p_x). Ceci explique l'augmentation importante de l'amplitude de l'impulsion transverse des électrons entre 1.1 mm et 1.3 mm. Les électrons de la première injection sont donc capables de surfer transversalement sur ce champ E_y pour acquérir une impulsion p_y élevée, ce qui initie des oscillations importantes par la suite. Les électrons issus des autres injections ne bénéficient pas de l'effet de cette bascule, et restent à des valeurs de $|p_y|$ de l'ordre de 40 $m_e c$ pour la seconde injection, et inférieure à 30 $m_e c$ pour les électrons piégés lors de l'auto-injection tardive. Ces oscillations moins importantes, conjuguées à des énergies électroniques plus faibles conduisent à une émission X bien moindre pour ces deux dernières injections, comme nous allons le voir dans la suite.

VI.1.4 Effets sur le rayonnement

Comme précédemment, on calcule le rayonnement émis par les particules les plus énergétiques ($E > 50$ MeV). On commence par tracer en figure 48 le rayonnement émis dans cette configuration où $\alpha = 3^\circ$. La contribution des électrons piégés dans chacune des trois injections est séparée. Il est possible de voir que les trois quarts du rayonnement sont émis par les électrons de la première injection, qui ne représentent pourtant qu'une charge de 57 pC. Le quart restant est émis par les électrons de la seconde injection, pour une charge de 248 pC. Enfin, la contribution au rayonnement des électrons auto-injectés plus tard dans la simulation est négligeable (~ 500 pC). De plus la structure de la puissance instantanée rayonnée révèle des oscillations temporelles dues aux électrons de la première injection. Ces oscillations correspondent à celles de l'impulsion p_y observées précédemment dans la figure 47a, car les électrons oscillent en phase.

La première injection est donc majoritairement celle qui détermine le rayonnement total. A ce titre, l'injection par gradient transverse est intéressante vu qu'elle accroît le rayonnement émis par les électrons issu de cette injection. Ce schéma est de plus assez stable, et reproductible en faisant varier l'angle ou bien le gradient. Dans la figure 49, on trace la puissance et l'énergie rayonnée pour des angles α compris entre 2° et 3.5° , ainsi que pour le cas référence avec le gradient longitudi-

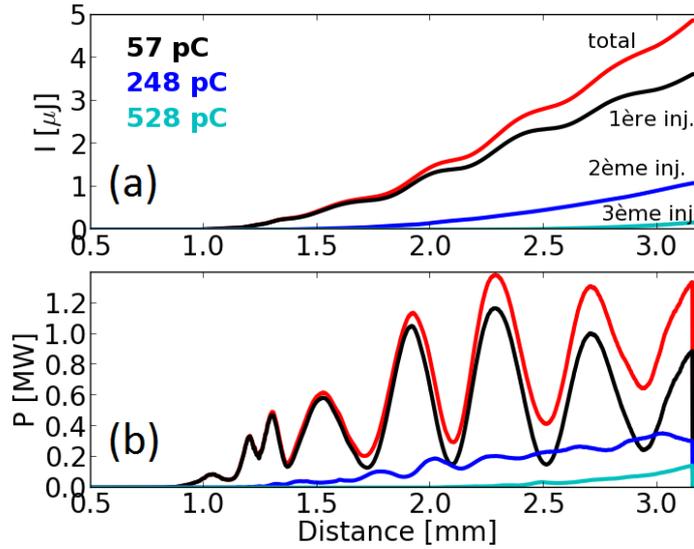


FIGURE 48 – (a) (resp. (b)) Energie (resp. puissance instantanée) rayonnée au cours de la propagation par les électrons piégés lors de la première injection (noir), de la deuxième injection (bleu) et de la troisième injection (cyan). Le rayonnement total obtenu en sommant les contributions des trois injections est représenté en rouge.

nal. On voit que la puissance rayonnée commence par augmenter avec l'angle α , à mesure que les effets d'asymétries s'intensifient. Un maximum de rayonnement est émis pour $\alpha = 3^\circ$, avant une décroissance pour les angles supérieurs. Lorsque les angles considérés deviennent trop grands, l'impulsion laser est en effet trop déformée dans le gradient transverse, et perd beaucoup d'énergie : la déviation de l'arrière de l'impulsion laser est très différente de celle de l'avant de l'impulsion, et le laser est étiré transversalement, puis filamentaire sous l'effet du plasma. Typiquement, avec le gradient utilisé ici, l'impulsion laser ne peut plus générer de sillage efficace en sortie de gradient pour des angles supérieurs à 4° , ce qui limite le domaine d'action de cette méthode. Les charges et énergies électroniques étant du même ordre pour les cas présentés – dans le cas de la simulation de référence, la charge est de 681 pC après 3.8 mm, car on laisse le laser se propager sur une distance accrue de 0.6 mm afin d'obtenir une énergie finale du faisceau d'électrons qui soit similaire dans les différents cas – on peut comparer les énergies rayonnées dans ces différents cas. Par rapport au cas de référence, on voit que tous les angles testés conduisent à une augmentation de l'énergie rayonnée, avec un facteur multiplicatif ~ 6 pour le cas $\alpha = 3^\circ$.

On constate également que la très grande majorité du rayonnement est émise après que le laser est sorti du gradient transverse (après ~ 1.5 mm de propagation pour $\alpha = 3^\circ$) : l'augmentation du rayonnement ne s'explique donc pas par la propagation dans une densité supérieure qui augmenterait la fréquence bêta-tron

VI AMÉLIORATION DE L'EFFICACITÉ DES SOURCES BÉTATRONS

$\omega_\beta \propto \omega_p/\sqrt{\gamma}$ et donc l'énergie rayonnée, mais bien par un mouvement transverse accru au cours de la propagation.

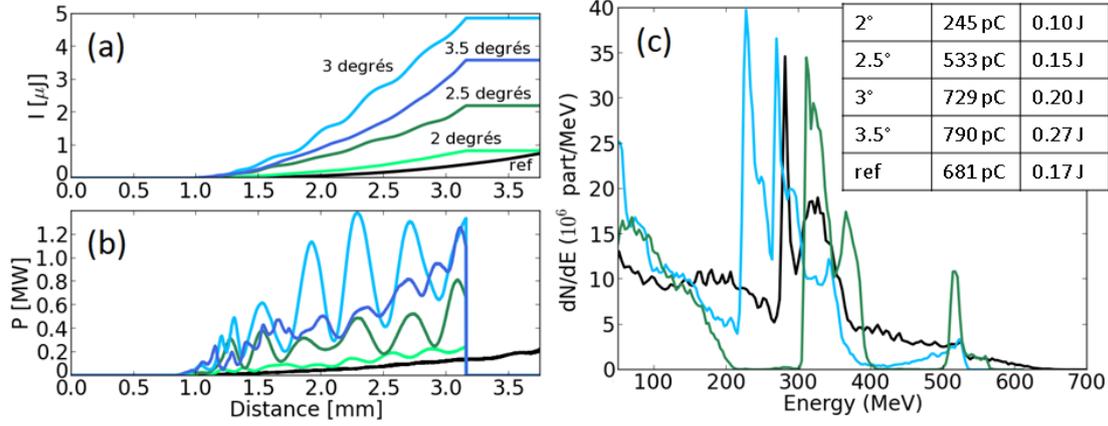


FIGURE 49 – Variation de l'énergie du rayonnement émis pour différents angles d'incidence du laser sur le gradient transverse et pour le cas référence. (a) (resp. (b)) Puissance instantanée (resp. énergie intégrée) rayonnée au cours de la propagation. (c) Distribution en énergie de la charge électronique à la fin des simulations. En noir : cas de référence (injection par gradient longitudinal), et cas d'injection par gradient transverse : $\alpha = 2^\circ$ (vert clair), $\alpha = 2.5^\circ$ (vert foncé), $\alpha = 3^\circ$ (bleu clair) et $\alpha = 3.5^\circ$ (bleu foncé). Le tableau en encart donne la charge et l'énergie finales du faisceau d'électrons dans les différentes simulations.

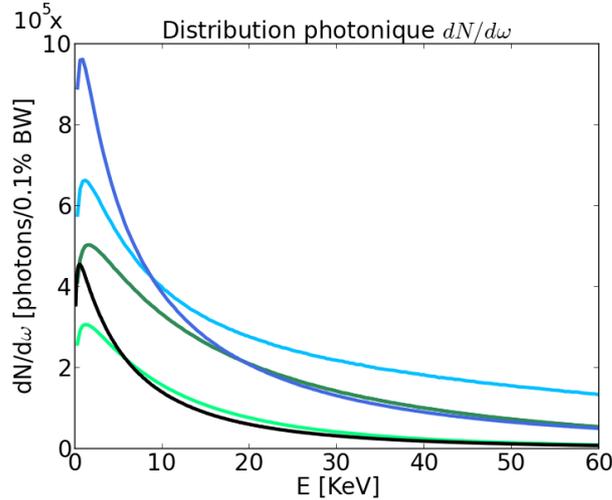


FIGURE 50 – Variation du nombre de photons émis pour différents angles d'incidence du laser sur le gradient transverse et pour le cas de référence (injection par gradient longitudinal). En noir : cas de référence (injection par gradient longitudinal), et cas d'injection par gradient transverse : $\alpha = 2^\circ$ (vert clair), $\alpha = 2.5^\circ$ (vert foncé), $\alpha = 3^\circ$ (bleu clair) et $\alpha = 3.5^\circ$ (bleu foncé).

Ce qui est intéressant est que cette augmentation de l'énergie rayonnée corres-

pond à une augmentation du nombre de photons émis à haute énergie (fig. 50). En effet le nombre total de photons émis sur l'intervalle 0-60 keV augmente peu entre le cas référence et le cas d'injection par gradient transverse avec $\alpha = 3^\circ$ ($\sim 30\%$). Cependant si on regarde le nombre de photons émis entre 30 keV et 60 keV, ce nombre passe de $N_X = 1.2 \times 10^7$ à $N_X = 7.7 \times 10^7$, soit une augmentation d'un facteur > 6 . Pour les photons émis entre 50 keV et 60 keV, l'amélioration dépasse même un ordre de grandeur, ce qui représente une hausse significative à haute énergie. C'est justement cette gamme d'énergie qui nous intéresse car c'est l'énergie de photons visée pour développer certaines applications d'imagerie médicale.

Cette première méthode conduit donc à une amélioration de la source bêta-tron [Ferri & Davoine, 2017]. En se basant sur les mêmes paramètres lasers, on a montré que l'injection par gradient transverse permet d'améliorer l'énergie du rayonnement émis d'un facteur 6 par rapport à une distribution électronique comparable obtenue par injection dans un gradient longitudinal. Ce n'est pas l'injection en elle-même qui est responsable de cette augmentation, mais la bascule transverse de l'onde de sillage. Ainsi il peut être intéressant d'étudier davantage ce schéma, en l'appliquant à des électrons préalablement accélérés, par exemple obtenu au préalable par injection par ionisation, par gradient ou même par auto-injection. Ce schéma présente néanmoins l'avantage d'une méthode 'tout-en-un' (injection et augmentation du rayonnement). De plus, cette méthode pourrait profiter de la bonne stabilité qui est généralement observée dans les expériences impliquant la méthode d'injection par gradient [Gonsalves *et al.*, 2011, Hansson *et al.*, 2015]; mais cette affirmation doit bien sûr être mise à l'épreuve de l'expérience. Une autre perspective intéressante peut consister à propager le laser dans un canal plasma entouré par deux gradients de densité raides. L'arrivée du laser avec un petit angle lui permettrait ainsi de rebondir et d'osciller entre les deux gradients, ce qui produirait des bascules transverses successives de l'onde de sillage, et donc l'amplification du mouvement bêta-tron.

VI.1.5 Perspectives : injections multiples dans un capillaire

Plutôt que d'utiliser deux gradients parallèles comme proposé ci-dessus, on choisit dans les simulations d'utiliser un canal parabolique, ce qui est plus standard, et a déjà été réalisé expérimentalement. Dans ces canaux, la densité plasma présente un profil parabolique de la forme :

$$n = n_0 + \Delta n r^2 / W_0^2, \quad (134)$$

où $\Delta n = n(W_0) - n_0$ est la profondeur du canal. Créés le plus souvent par décharge dans un capillaire, ces canaux permettent un guidage de l'impulsion laser sur de longues distances (on parle de guidage assisté) [Butler *et al.*, 2002]. En effet la densité plasma augmente radialement en s'éloignant de l'axe du capillaire. Une

impulsion laser qui se propage le long de cet axe voit donc un indice optique plus faible sur ses bords latéraux, qui ont donc une vitesse de phase plus élevée. De même que dans le cas d'auto-focalisation relativiste, ceci courbe le front d'onde et accentue la focalisation du laser, permettant un meilleur guidage. L'utilisation de capillaires dans l'accélération par sillage laser permet ainsi d'augmenter l'énergie électronique finale à partir d'un même système laser. C'est d'ailleurs grâce à ce système que les premières énergies de l'ordre du GeV ont été obtenues [Leemans *et al.*, 2006].

L'idée d'envoyer l'impulsion laser hors axe pour tirer partie des oscillations qu'elle devrait suivre dans le capillaire n'est pas entièrement nouvelle. Ainsi, la propagation d'impulsions lasers peu intenses, légèrement inclinées par rapport à l'axe du capillaire ou alors avec une position transverse initiale non centrée, est utilisée expérimentalement pour évaluer les caractéristiques des capillaires [Gonçalves *et al.*, 2010]. Elle a également été proposée théoriquement pour la création d'onduleur plasma [Rykovanov *et al.*, 2015].

Dans notre cas, on focalise une impulsion laser de 0.9 J, 30 fs, sur un waist $W_0 = 10.1 \mu\text{m}$ à l'entrée d'un capillaire, dont le profil est défini par $n_0 = 3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, et $\Delta n = 0.48 n_0$. L'impulsion laser est initialement centrée transversalement sur l'axe du capillaire, mais avec un angle d'inclinaison de 1.5° par rapport à cet axe. Ces simulations sont toujours réalisées avec CALDER 3D. Après 3.1 mm de propagation dans le capillaire (fig. 51), on peut voir que quatre faisceaux d'électrons distincts ont été injectés dans la cavité. Chaque faisceau d'électrons a été injecté lors d'une oscillation différente de l'impulsion laser. En conséquence, chaque faisceau est quasi-monoénergétique, et d'énergie différente (les paramètres sont résumés dans la table 4).

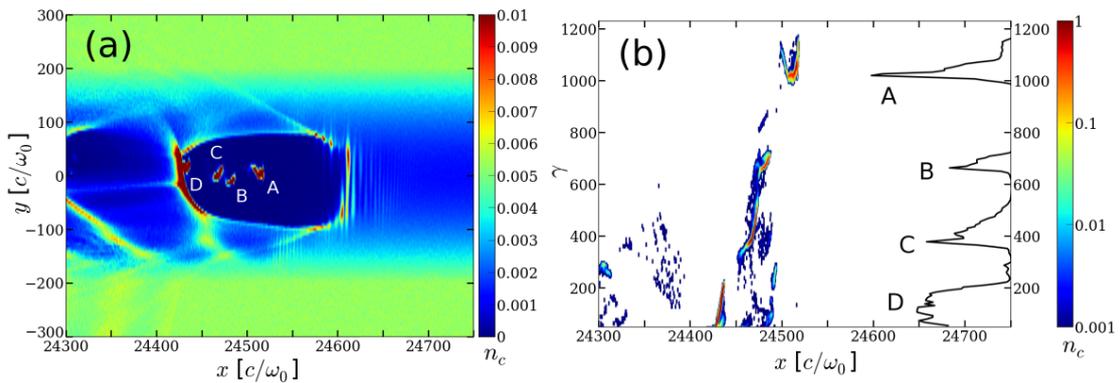


FIGURE 51 – Injection multiple de faisceaux quasi-monoénergétiques. (a) Densité plasma après 3.1 mm de propagation dans le capillaire. (b) Espace de phase longitudinal (x, p_x) des électrons et son intégration selon x pour donner la distribution énergétique en noir à droite. Les composantes quasi-monoénergétiques du faisceau accéléré sont distinguées par les lettres A, B, C et D.

faisceau	A	B	C	D
Q [pC]	100	39	94	158
E_{moy} [MeV]	532	346	213	77

TABLE 4 – Charge et énergie des faisceaux d'électrons accélérés visibles dans la figure 51.

Afin de déterminer le mouvement d'oscillation du laser au cours de sa propagation, on peut appliquer en première approximation les résultats obtenus pour des impulsions lasers moins intenses. Dans ce cas, un faisceau injecté hors axe oscille autour de l'axe du capillaire avec une longueur d'onde donnée par [Esarey *et al.*, 2009] :

$$\lambda_{os} = \pi Z_R \left(\frac{\Delta n}{\Delta n_c} \right), \quad (135)$$

où $\Delta n_c = 4\varepsilon_0 m_e c^2 / (W_0^2 e^2)$ est la profondeur du capillaire permettant le guidage de l'impulsion laser avec conservation de sa taille transverse $W(x) = W_0$. En supposant que les électrons sont injectés près des maxima des oscillations laser, on peut déterminer la position d'injection, puis l'énergie atteinte par les électrons en assimilant l'onde de sillage créée par la propagation du laser dans le capillaire à un régime de cavitation idéal. En effet, le champ accélérateur est alors $E_x = \sqrt{a_0} (m_e c \omega_p / e) (\xi / R)$, avec $\xi = x - ct$ nul au centre de l'impulsion laser, et où on rappelle que $R \sim 2\sqrt{a_0} / k_p$ est le rayon de la bulle [Lu *et al.*, 2007]. On peut alors déterminer une énergie finale pour les particules :

$$E_f = (L_c - L_i) \sqrt{a_0} \frac{m_e c \omega_p}{e} \frac{2 + (L_i - L_c) / L_{dph}}{2} \quad (136)$$

où $L_c - L_i$ représente la longueur d'accélération des électrons, avec L_c la longueur du capillaire (ou ici la distance de propagation, $L_c = 3.1$ mm), L_i représente la position d'injection des électrons, et $\sqrt{a_0} (m_e c \omega_p / e) (2 + (L_i - L_c) / L_{dph}) / 2$ le champ moyen ressenti par l'électron, avec L_{dph} la longueur de déphasage donnée par l'équation (49).

La position d'injection des électrons est montrée dans la figure 52. Cette position est à comparer avec les positions des extrema de l'oscillation laser données par la théorie. Chaque faisceau d'électrons est bien injecté lors d'une demi-oscillation P_N différente, avec une énergie finale plus élevée lorsque N diminue, excepté pour la première partie de l'injection B, qui est en fait éjectée transversalement assez rapidement. Mis à part la dernière injection, on observe bien que la position transverse moyenne des faisceaux injectés varie, passant alternativement de $y > 0$ à $y < 0$. Cette observation confirme que l'injection des électrons est liée à l'oscillation du laser dans le capillaire. Une analyse approfondie montre que le processus d'injection est légèrement différent de celui décrit dans la section précédente : ici,

seule l'injection liée à la sortie du gradient transverse subsiste. Ceci s'explique par l'angle utilisé plus faible, par un gradient parabolique différent du précédent, et aussi par la perturbation de l'impulsion laser acquise lors des précédents rebonds du laser sur les bords du capillaire. De plus, pour ces mêmes raisons, la position d'injection observée dans la simulation est retardée par rapport à la position théorique (proche des lignes en pointillés noirs dans la figure 52).

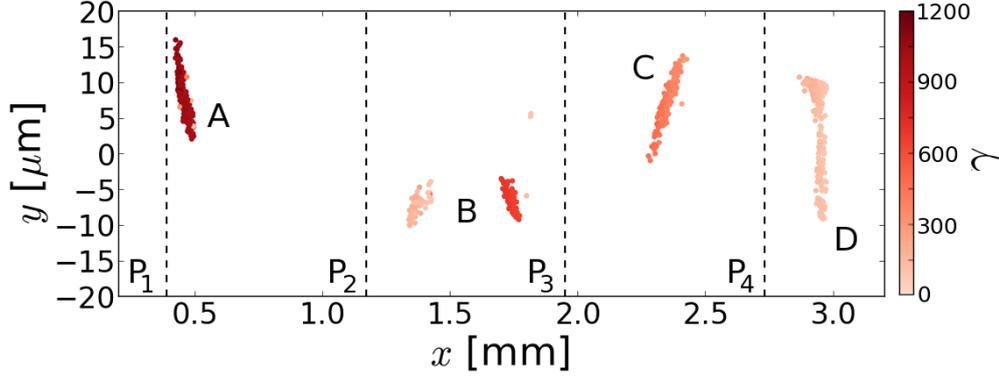


FIGURE 52 – Position d'injection des différentes composantes du faisceau accéléré. L'énergie maximale atteinte par les électrons est représentée en échelle de couleur rouge. Les droites en pointillés noirs notées P_N représentent la position du N -ième extremum théorique de l'oscillation de l'impulsion laser, qui est donnée par l'équation (135). Ces extrema se trouvent en $x = (\lambda_{os}/4)(1 + 2N)$, où N est un entier naturel.

Néanmoins, comme on peut le constater sur la figure 53, l'énergie finale calculée pour chaque faisceau est relativement proche de l'énergie théorique donnée par l'équation (136) malgré les approximations plutôt grossières effectuées. L'énergie théorique est néanmoins surestimée pour les composantes B, C et D, en accord avec une position d'injection plus précoce que dans la simulation. Pour la composante A, qui est injectée près de la position théorique, cette énergie est au contraire légèrement sous-estimée par la théorie.

D'après la théorie, la période d'oscillation λ_{os} est normalement indépendante de l'angle d'incidence du laser, même si on a vu dans la partie précédente que l'utilisation d'angle trop grand pouvait être néfaste à l'impulsion laser, car sa propagation devient alors fortement perturbée. Cependant, en testant des angles d'incidence compris entre 1° et 2° , on peut voir que λ_{os} est en effet relativement peu modifiée. On trace en figure 54, la distribution énergétique électronique obtenue pour l'angle précédent de 1.5° , que l'on compare à celles obtenues pour des angles de 1° et 2° . Le faisceau garde la même structure avec plusieurs composantes quasi-monoénergétiques, et le nombre d'injections observées pour une même distance de propagation reste le même. L'énergie finale de la composante B (et dans une moindre mesure, celle de la composante C) est également très proche dans les 3 cas. Cependant le changement plus significatif concerne l'énergie de la composante

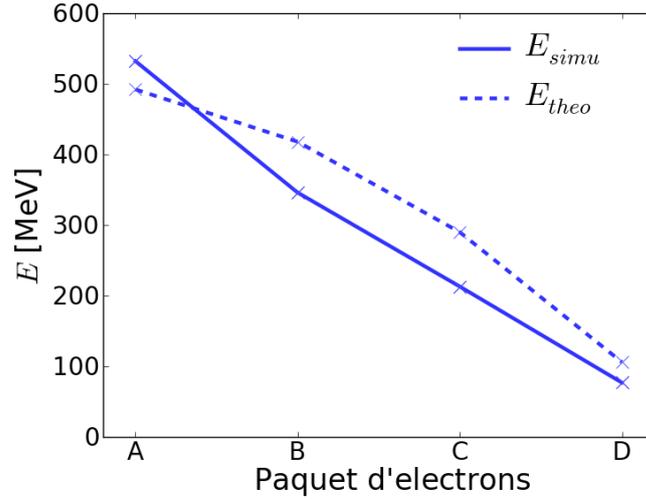


FIGURE 53 – Énergie théorique prévue par l'équation (136) (pointillés bleus) et énergie moyenne atteinte dans la simulation (traits pleins bleus) pour les différentes composantes quasi-monoénergétiques du faisceau accéléré.

A qui diminue lorsqu'on augmente l'angle d'incidence. Il faut prendre en compte que l'injection se fait à une distance r de l'axe du capillaire, où la densité $n_e(r) > n_0$. Les particules injectées à l'arrière de la bulle à cette position seront donc plus avancées dans la cavité accélératrice sur l'axe du capillaire, ce qui réduit le champ accélérateur E_x . Cet effet est d'autant plus grand que l'angle d'incidence de l'impulsion laser est important, et a tendance à s'atténuer pour les composantes du faisceau injectée plus tardivement, car les oscillations sont légèrement amorties.

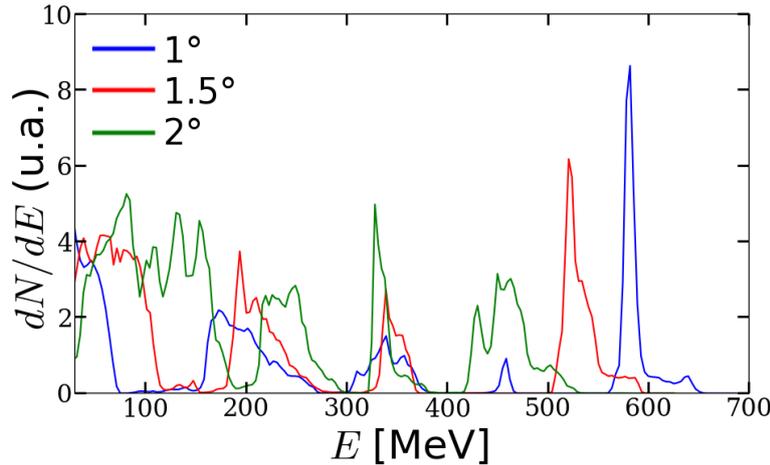


FIGURE 54 – Variation de la distribution énergétique électronique après 3.1 mm de propagation dans le capillaire avec l'angle d'incidence du laser (angles de 1° en bleu, de 1.5° en rouge et de 2° en vert).

Cette méthode permet donc de réaliser des injections multiples. Si l'énergie

finale des électrons n'est pas vraiment contrôlable en fonction des paramètres laser (comme l'angle d'incidence), il est néanmoins théoriquement possible de la contrôler en changeant les paramètres du capillaire (longueur, densité n_0 , profondeur $\Delta n...$), même si une étude plus approfondie serait nécessaire pour déterminer la sensibilité des résultats à ces paramètres. Dans tous les cas, l'obtention de ces trains de faisceaux d'électrons d'énergies distinctes et réglables est intéressante. Par exemple dans le cadre d'une application aux sources Compton, chaque faisceau pourrait produire un pic de rayonnement centré sur une énergie de photon spécifique (qui varie en γ^2), conduisant à une émission polychromatique dans la gamme des rayons γ [Kalmykov *et al.*, 2016b,a]. Ce rayonnement peut ensuite être utilisé pour l'imagerie : si la résolution spectrale du rayonnement Compton est suffisante, chaque composante donnera une image distincte à un temps légèrement différent, et avec un écart de quelques femtosecondes entre chaque flash (dû à la position longitudinale des différentes composantes du faisceau électronique), conduisant à une résolution temporelle extrême du phénomène observé.

Ce dernier schéma d'injection multiples dans un capillaire n'était qu'une extension de la méthode d'injection par gradient transverse ; il pourrait ne pas être particulièrement intéressant pour l'optimisation des sources bétatrons. En effet, le fort mouvement de bascule transverse de l'onde de sillage observé dans la partie précédente est fortement réduit ici à cause du profil parabolique du gradient, et à cause d'angles considérés plus faibles. Dans la suite, nous étudions une deuxième méthode de manipulation du profil plasma conduisant à l'augmentation du rayonnement bétatron.

VI.2 Marche de densité plasma

VI.2.1 Présentation du schéma

Dans ce deuxième schéma, on garde les mêmes paramètres laser que pour l'étude sur le gradient transverse : $E_0 = 1.5$ J, $\tau_0 = 30$ fs, $\lambda_0 = 800$ nm, et focalisation sur un waist de $W_0 = 13.5$ μm donnant $a_0 = 2.86$. De même, les paramètres numériques sont inchangés, avec des simulations CALDER 3D utilisant $\Delta x = 0.25 c/\omega_0$, $\Delta y = \Delta z = 4 c/\omega_0$ et $\Delta t = 0.248 \omega_0^{-1}$. Le profil plasma est néanmoins différent. L'accélération des électrons est toujours réalisée dans un plasma de densité $n_{acc} = 3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, mais on cherche à étudier l'effet d'une marche de densité de longueur finie. Un schéma semblable avait déjà été proposé dans [Ta Phuoc *et al.*, 2008b], cependant avec une marche de densité s'étendant jusqu'à la fin du plasma, contrairement à ce qu'on étudie ici. Le but de cette marche de densité étant d'augmenter le rayon d'oscillation des électrons, comme cela va être expliqué dans la suite, il faut au préalable injecter un faisceau. Afin d'avoir des résultats plus contrôlables qu'avec de l'auto-injection, on choisit ici, dans un

premier de temps, de réaliser cette injection dans un gradient longitudinal. Expérimentalement cette méthode d'injection peut rendre le schéma difficile à réaliser, avec un profil de densité plasma non trivial à reproduire (celui-ci est présenté en figure 55).

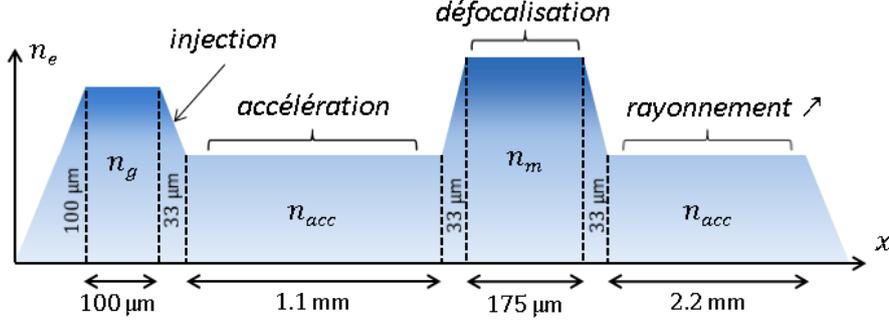


FIGURE 55 – Schéma du profil de densité plasma utilisé dans cette méthode d'augmentation du rayonnement par marche de densité.

La marche de densité utilisée pour l'injection par gradient longitudinal est située au début du jet de gaz principal, et présente une densité $n_g = 1.5 n_{acc} = 5.25 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, avec un plateau de $100 \mu\text{m}$ de longueur, et des rampes linéaires d'entrée de $100 \mu\text{m}$ et de sortie de $33 \mu\text{m}$. Par cette méthode, on injecte un faisceau de près de 170 pC . Plus loin, après une propagation sur 1.1 mm , on place la marche de densité qui va servir à amplifier le rayonnement bétatron émis. On considère dans un premier temps une marche de densité présentant une densité maximale $n_m = 1.5 n_e$, avec un plateau de $175 \mu\text{m}$, et des rampes d'entrée et de sortie de $33 \mu\text{m}$. Le but est de réduire la taille de la bulle en augmentant la densité, afin de placer momentanément le faisceau d'électrons accélérés dans les champs transverses défocalisants présents en fin de cavité accélératrice pour faire diverger les électrons, avant de les re-piéger à la sortie de la marche, la défocalisation du faisceau d'électrons conduisant à une augmentation du mouvement bétatron.

VI.2.2 Défocalisation du faisceau d'électrons

Sur la figure 56, on peut voir qu'initialement, le faisceau d'électrons injecté dans le gradient longitudinal est focalisé près de l'axe de propagation, avec un rayon d'oscillation r_β de l'ordre du micron (fig. 56a). Lors du passage dans la marche de densité, $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ diminue, et la taille de la cavité se réduit. Ainsi, une partie du faisceau d'électron qui se situait à l'arrière mais dans la cavité avant la marche se retrouve maintenant à l'extérieur de la cavité, dans le pic de densité électronique situé derrière la première cavité accélératrice (fig. 56b). Ce pic de densité électronique est associé à l'émergence des champs défocalisants pour le faisceau d'électrons accélérés, contrairement aux champs présents à l'intérieur de la cavité qui sont focalisants. En sortant de la marche de densité, le sillage reprend

sa forme initiale (aux effets de *beamloading*, et à l'évolution du laser près), et le faisceau d'électrons est 're-piégé' dans la première cavité. L'avant du faisceau, qui n'est pas sorti de la cavité lors du passage dans la marche de densité, est quasiment inchangé. La suite du faisceau qui présente une forme d'anneau, a été plus ou moins dispersée radialement selon sa position longitudinale, qui a conditionné l'évolution du champ défocalisant subi par les électrons.

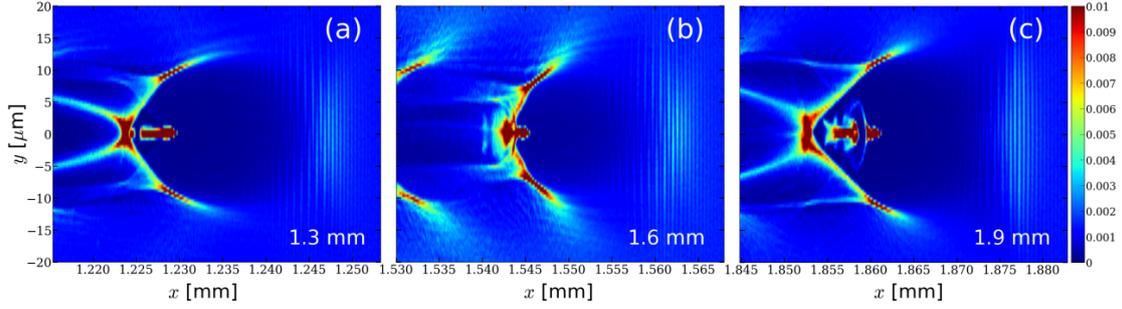


FIGURE 56 – Défocalisation du faisceau dans la marche de densité. Carte de la densité électronique avant la marche de densité, après 1.3 mm de propagation (a), pendant la marche, après 1.6 mm (b) et après la marche, après 1.9 mm (c).

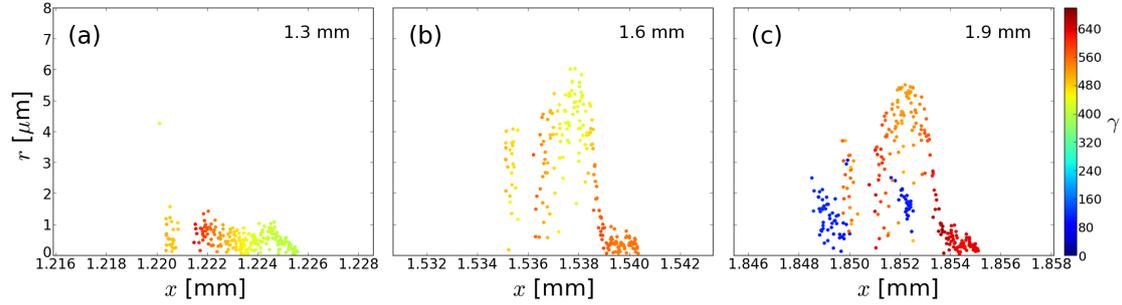


FIGURE 57 – Défocalisation du faisceau et perte d'énergie. Position radiale d'une sélection d'électrons accélérés en fonction de leur position longitudinale avant la marche de densité, après 1.3 mm de propagation (a), pendant la marche, après 1.6 mm (b) et après la marche, après 1.9 mm (c). L'échelle de couleur représente le facteur de Lorentz de l'électron.

Ceci est encore plus visible sur la figure 57 qui présente la position transverse d'une partie des électrons accélérés aux mêmes temps que dans la figure 56. Contrairement au cas d'injection par gradient transverse, le sillage est évidemment symétrique dans cette étude, et on peut donc considérer la position transverse selon r . On retrouve la forme de demi-anneau (fig. 57b et 57c) de la figure précédente pour les électrons situés dans la zone défocalisante. On peut également voir qu'une deuxième injection s'est produite dans la rampe descendante de la marche de densité, avec la présence d'électrons de basse énergie (particules bleues) dans la figure 57c. Ces électrons peu énergétiques auront cependant peu d'influence sur le

rayonnement émis. De plus, la défocalisation qui se produit dans le pic de densité s'accompagne d'une perte d'énergie pour les électrons défocalisés, car cette zone se caractérise aussi par un champ longitudinal décélérateur. Au contraire, les électrons de l'avant du faisceau qui restent dans la première cavité accélératrice lors du passage dans la marche de densité continuent à être accélérés. Initialement, les électrons ont un rayon d'oscillation r_β proche du micron. Pour les électrons les plus défocalisés, on obtient jusqu'à $r_\beta \sim 5 \mu\text{m}$ après le passage dans la marche de densité.

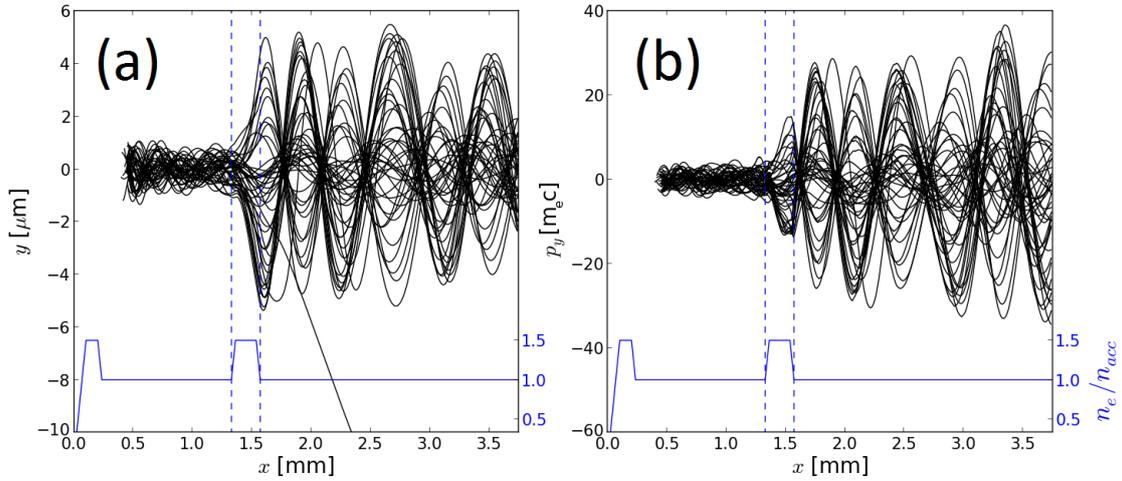


FIGURE 58 – Oscillations bêtaons d'une sélection d'électrons accélérés. Evolution de la position transverse y (a) et de l'impulsion transverse p_y (b) en fonction de la distance de propagation. Le profil de densité plasma normalisé à n_{acc} est tracé en bleu.

Enfin, le mouvement transverse de quelques électrons accélérés est représenté en figure 58. Ces électrons, injectés dans le gradient descendant en début de simulation, réalisent tout d'abord quelques oscillations bêtaons de faible amplitude. Ce rayon d'oscillation décroît légèrement avec l'accélération des électrons (décroissance en $\gamma^{-1/4}$ dans un cas idéal d'après les équations (56) et (57)). Ces oscillations sont ensuite stoppées lors du passage dans la marche de densité, la plupart des électrons étant alors repoussés loin de l'axe de propagation, exceptés les électrons qui restent dans la cavité accélératrice, et qui continuent à osciller. À la fin de la marche de densité, ces électrons sont donc repiégés avec un rayon d'oscillation plus grand, et reprennent leurs oscillations bêtaons avec une plus grande amplitude. Leur énergie déjà élevée permet de ne plus voir de décroissance du rayon d'oscillation par la suite.

Cette méthode permet donc de repiéger des électrons avec une grande énergie initiale et une position transverse élevée. Dans la suite, nous en montrons l'effet sur le rayonnement bêtaon.

VI.2.3 Effet sur le rayonnement

On compare maintenant la source X générée par rapport à un cas de référence où la marche de densité n'est pas présente, tous les autres paramètres physiques comme numériques étant maintenus constants. Dans les deux cas, les charges électroniques finales sont similaires (fig 59a). La charge au-dessus de 400 MeV correspond à celle injectée dans le gradient en début de simulation. On peut voir l'effet du passage dans la marche de densité : perte de la queue de la distribution à haute énergie (> 600 MeV) et léger gain énergétique (~ 30 MeV) pour les électrons vers 500 MeV qui sont ceux qui restent dans la cavité lors du passage dans la marche de densité, et voient donc un champ accélérateur renforcé. La charge en-dessous de 400 MeV est la charge injectée à la sortie de la marche, ou par auto-injection tardive dans le cas de référence. L'effet de la marche de densité est en tous cas minime sur la distribution énergétique des électrons.

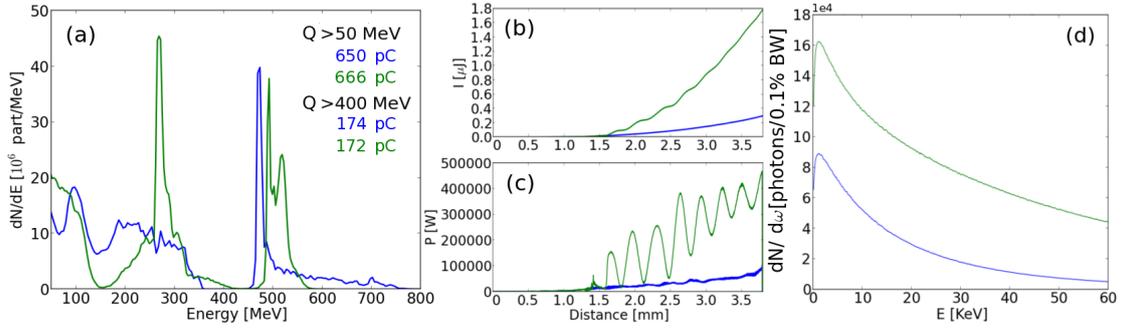


FIGURE 59 – Amélioration de la source bêta-tron : comparaison entre un cas référence sans marche de densité (bleu) avec un cas référence avec marche de densité (vert). (a) Distribution d'énergie finale des électrons après 3.8 mm de propagation. (b) (resp. (c)) Énergie (resp. puissance instantanée) rayonnée au cours de la simulation. (d) Distribution photonique sur l'intervalle 0-60 keV de la source bêta-tron générée.

L'évolution de la puissance instantanée et de l'énergie rayonnées est tracée dans les figures 59b et 59c. La distribution en énergie du faisceau d'électron varie peu entre le cas avec marche de densité et le cas de référence, et le rayonnement est principalement émis après la sortie de la marche de densité (~ 1.5 mm), l'augmentation du rayonnement n'est donc due ni à l'augmentation de l'énergie électronique, ni à la propagation dans une densité plus élevée. On peut en déduire que l'augmentation du rayonnement est uniquement due à la défocalisation des électrons. Comme dans le cas de l'injection par gradient transverse, les électrons qui oscillent en phase engendrent des oscillations de la puissance rayonnée instantanée. Ces oscillations disparaissent peu à peu car la synchronisation du mouvement bêta-tron des électrons se perd, la période d'oscillation bêta-tron λ_β variant en $\sqrt{\gamma}$ (équation (88)). À charges égales, on constate une augmentation importante de l'énergie rayonnée,

(facteur 6) par rapport au cas de référence sans marche de densité. Similairement à l'injection par gradient transverse, l'augmentation du nombre de photons se fait également à haute énergie de photons : le nombre de photons est augmenté d'un facteur 6 sur l'intervalle 30-60 keV, tandis qu'il ne fait que doubler sur l'intervalle 0-60 keV (fig 59d).

VI.2.4 Variations des paramètres de la marche de densité

Cette méthode présente néanmoins des désavantages qui peuvent nuire à son efficacité. Premièrement, la longueur de la zone défocalisante (zone où se trouve le pic de densité électronique en fin de cavité, de l'ordre du micron), peut être trop courte pour concerner l'ensemble du faisceau. C'est d'ailleurs ce qu'on a vu dans notre cas, la forme en anneau du faisceau montrant que seule une petite partie du faisceau interagit avec des champs défocalisants. Deuxièmement, les électrons défocalisés perdent de l'énergie pendant leur défocalisation (les champs longitudinaux sont décélérateurs là où les champs transverses sont défocalisants), ce qui réduit le nombre de photons émis ainsi que leur énergie. Il est donc nécessaire de régler la forme de la marche de densité avec précision afin d'éviter que l'une de ces contraintes ne prenne trop d'importance.

A présent, en faisant varier les paramètres de la marche de densité, nous montrons qu'il est nécessaire d'équilibrer ces effets (perte d'énergie, défocalisation correcte du faisceau d'électrons, etc.). Dans un premier temps, on montre dans la table 5, la variation du gain apporté par la marche de densité par rapport au cas de référence sur le nombre de photons entre 30 keV et 60 keV en fonction de la longueur de la marche de densité. Le cas 4 correspond au cas décrit précédemment, et on voit qu'une marche de densité plus courte fait chuter le gain. En effet, les électrons perdent certes moins d'énergie, mais le rayon d'oscillation final n'est pas suffisamment amplifié. A l'inverse, avec une marche de densité plus longue, la perte d'énergie devient importante, et de plus une partie du faisceau est trop défocalisée pour être repiégée ensuite, cette charge perdue faisant également chuter le gain.

Dans un second temps, on se propose d'étudier l'effet d'une variation de la densité plasma n_m de la marche de densité. On reprend les paramètres du cas 1 précédent, avec une longueur du plateau de 100 μm , n_m variant de 1.4 n_{acc} à 1.7 n_{acc} . La table 6 montre que l'accroissement de cette densité fait diminuer drastiquement le nombre de photons émis, avec une division par ~ 4.5 de ce nombre lors du passage d'une densité de 1.4 n_{acc} à 1.7 n_{acc} . L'accroissement de la densité plasma dans la marche de densité détermine la réduction de la taille de la bulle, et donc détermine la position des champs défocalisants relativement à celle du faisceau d'électrons. Si cette densité est trop faible, les électrons restent dans la cavité accélératrice, et ne sont pas défocalisés. Quand la densité est trop forte, les électrons subissent des champs décélérateurs et défocalisants très importants, résultant en une grande perte de charge (moins de repiégeage) et d'énergie pour

cas	plateau (μm)	rampe (μm)	densité max n_m (n_{acc})	gain
1	100	33	1.5	3.3
2	125	33	1.5	4.2
3	150	33	1.5	4.8
4	175	33	1.5	4.8
5	200	33	1.5	4.3

TABLE 5 – Effet de la variation de la longueur de la marche de densité sur le nombre de photons émis entre 30 et 60 keV (gain indiqué par rapport au cas de référence). Le cas 4 correspond au cas décrit dans la section précédente. Le gain indiqué est différent du chiffre mentionné dans la section précédente, car les simulations sont légèrement plus courtes (arrêtées à 3.2 mm contre 3.8 mm précédemment).

les électrons restants. On observe une chute assez nette du gain entre une densité de $1.5 n_{acc}$ et de $1.7 n_{acc}$: ce schéma d'amélioration de la source bêatron semble assez sensible à ce facteur.

cas	plateau (μm)	rampe (μm)	densité max n_m (n_{acc})	gain
6	100	33	1.4	3.7
1	100	33	1.5	3.3
7	100	33	1.6	1.7
8	100	33	1.7	0.8

TABLE 6 – Effet de la variation de la densité plasma de la marche de densité. Gain sur le nombre de photons entre 30 et 60 keV par rapport au cas référence.

Comme dans la méthode d'injection par gradient transverse, la défocalisation des électrons par marche de densité conduit à un mouvement bêatron de plus grande amplitude. Ceci amène à augmenter l'énergie de la source bêatron d'un facteur ~ 6 , avec une grande augmentation du nombre de photons à hautes énergies. Cependant, cette méthode est difficile à ajuster, et la modification des paramètres peut rapidement dégrader la source. Par rapport à nos simulations PIC quasi-idéales, cette méthode peut-être ainsi difficile à réaliser expérimentalement. C'est ce que nous allons voir dans la prochaine partie avec une expérience réalisée au LOA, où il faut de plus tenir compte de la déplétion laser.

VI.3 Transition vers le régime de sillage plasma

VI.3.1 Expérience du LOA

Dans la section précédente, le schéma n'est pas forcément aisé à mettre en œuvre expérimentalement à cause du profil plasma complexe nécessité par l'injec-

tion par gradient. Pour cette raison, sa mise en œuvre va être légèrement modifiée dans l'expérience présentée maintenant, afin de se baser sur de l'auto-injection.

Cette expérience a été réalisée sur le laser Ti :Saphir de la salle jaune du LOA pour essayer d'augmenter le rayonnement émis en se basant sur ce principe de défocalisation du faisceau d'électrons à l'aide d'une marche de densité. C'est d'ailleurs cette expérience qui avait motivé l'étude présentée dans la partie précédente, dont le but était d'étudier ce concept dans un cadre idéal (injection contrôlée, marche de densité de longueur et de densité adaptable, etc.). Le système laser utilisé dans l'expérience délivre une énergie de 1.2 J sur une durée FWHM de 28 fs et le faisceau est focalisé sur une tâche focale de 12 μm . Dans cette expérience, le profil plasma peut être modifié en utilisant deux jets de gaz distincts, fabriqués par impression 3D [Döpp *et al.*, 2016]. Utilisé seul, le premier jet assure un plateau de densité $n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ constante sur 2 mm. Le deuxième jet, plus court, crée une marche de densité d'une longueur de 350 μm , où la densité est environ multipliée par un facteur 3. En faisant varier la position de ce second jet, il est donc possible de modifier la position de la marche de densité au sein du plateau généré par le premier jet.

Afin de s'affranchir des fluctuations tir-à-tir, les résultats sont moyennés sur 10 tirs pour chaque position du second jet. Lorsque seul le premier jet est actif, on obtient en sortie de l'expérience un faisceau d'électrons de $108 \pm 26 \text{ pC}$, et d'énergie moyenne $E_{moy} = 140 \pm 40 \text{ MeV}$ (fig. 60). Cependant, lorsque le second jet est activé, on voit que l'énergie moyenne obtenue décroît fortement, chutant à 107 MeV pour une marche de densité positionnée à 2 mm (par rapport au début du premier jet).

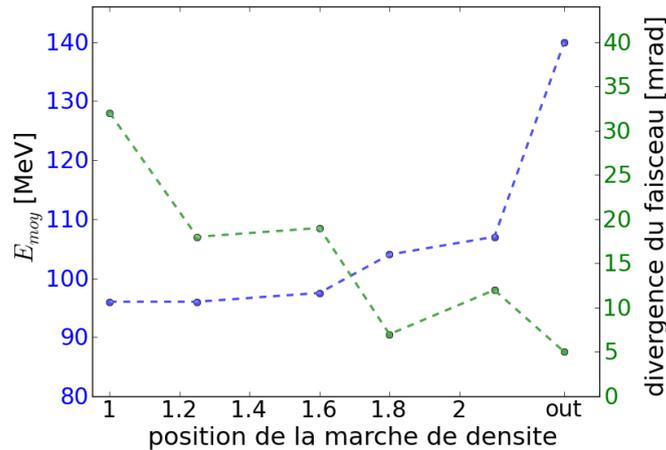


FIGURE 60 – Résultats expérimentaux : dépendance de l'énergie moyenne E_{moy} (bleu), et de la divergence (vert) du faisceau d'électrons avec la position de la marche de densité. La position de cette marche est donnée en prenant le début du premier jet de gaz comme référence. La position 'out' signifie que seul le premier jet de gaz est activé. *Figure tirée de [Döpp, 2016].*

E_{moy} continue ensuite à décroître quand la position de la marche de densité est décalée vers l'avant du premier jet de gaz. De plus, les résultats expérimentaux indiquent une tendance à l'augmentation de la divergence du faisceau d'électrons lorsque le second jet est activé, et sa position décalée vers l'avant.

Les résultats expérimentaux portant sur la source bétatron générée sont montrés en figure 61. On peut voir un fort accroissement de l'émission pour une position de la marche de densité vers 1.8 mm. Le signal X décroît pour une position de buse plus avancée ou plus reculée, mais est de toutes façons plus élevé lorsque le second jet de gaz est activé. L'émission X est ainsi clairement décorrélée de l'énergie moyenne électronique présentée en figure 60, il faut donc chercher ailleurs l'origine de l'accroissement du signal. L'augmentation de la divergence du faisceau semble de plus indiquer une augmentation de l'impulsion transverse des électrons, ce qui pourrait concorder avec une amplitude d'oscillation accrue.

Les résultats bruts de l'expérience semblent ainsi être expliqués par le phénomène de défocalisation expliqué dans la partie précédente. La section suivante montre qu'il en est autrement, et que d'autres phénomènes physiques entrent en jeu.

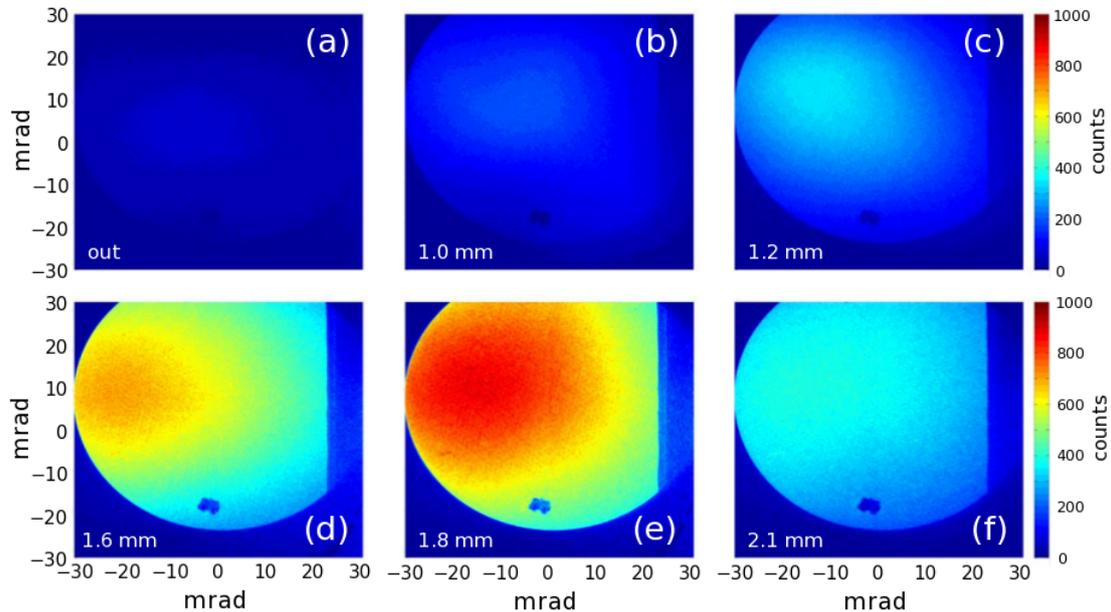


FIGURE 61 – Résultats expérimentaux : dépendance du signal X mesuré en fonction de la position de la marche de densité. Signaux X moyennés sur 10 tirs. *Figure tirée de [Döpp, 2016].*

VI.3.2 Simulation de l'expérience : augmentation du rayonnement bêta-tron

Pour comprendre les résultats de l'expérience, on réalise des simulations 3D avec CALDER. Le laser est modélisé par un faisceau gaussien en reprenant les paramètres donnés pour le laser expérimental. Pour le plasma, on utilise un plateau de densité $n_{acc} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ de 2 mm avec des rampes linéaires d'entrée et de sortie de 0.5 mm. La marche de densité présente un plateau de densité $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pendant 350 μm , avec une rampe d'entrée de 0.1 mm, et de sortie de 0.5 mm. Dans les simulations, on fait varier la position de cette marche entre 1.6 mm et 2 mm. Les résultats seront comparés à un cas de référence sans marche. Les paramètres numériques restent inchangés.

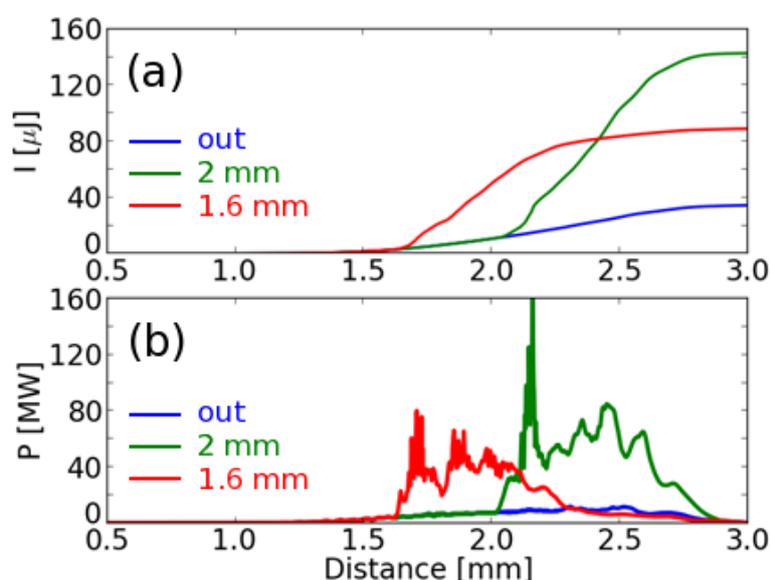


FIGURE 62 – Résultats numériques : dépendance de l'énergie (a) et de la puissance (b) rayonnées au cours de la propagation en fonction de la position de la marche de densité. En bleu : le cas référence sans marche de densité ; en vert (resp. rouge) : cas de la marche de densité se trouvant à 2 mm (resp. 1.6 mm).

Pour commencer, on montre en figure 62 l'énergie rayonnée par le faisceau d'électrons au cours des simulations. Sur cet aspect, la tendance expérimentale est bien reproduite, avec un fort accroissement de l'énergie rayonnée lorsqu'on ajoute la marche de densité. L'énergie émise est multipliée par un facteur 4 par rapport au cas de référence, passant de 36 μJ à 143 μJ pour une marche positionnée à 2 mm. On retrouve également la décroissance de l'émission X pour des positions de marche plus avancées, comme le montre le cas avec une marche positionnée à 1.6 mm. Par contre, contrairement à ce qui avait été observé dans les simulations de la partie précédente, la puissance rayonnée ne présente pas d'oscillations, ce qui signifie qu'on n'a pas d'oscillations synchronisées des électrons.

On montre en figure 63, l'évolution énergétique de certains électrons au cours de la propagation pour différentes positions de la marche de densité. Lors du passage dans la marche, on peut voir l'effet du rephasage des électrons par rapport à la phase de l'onde de sillage. Les électrons les plus énergétiques sont davantage accélérés lors de leur entrée dans la marche : ce sont ceux qui ont été injectés le plus tôt dans la simulation, ils sont donc à l'avant du faisceau d'électrons, proches du centre de la bulle, et subissent donc un champ accélérateur amoindri avant la marche. Dans la marche, ces électrons se retrouvent à l'arrière de la bulle, dont la taille a été réduite, et subissent donc un champ accélérateur de plus grande amplitude. À l'inverse, les électrons les moins énergétiques ont été injectés plus tardivement, et ils sortent de la cavité accélératrice dans la marche de densité. En conséquence, ils sont décélérés. Cet effet de rephasage est d'autant plus fort que la position de la marche de densité est avancée. Premièrement car les électrons ont alors moins déphasé au moment de la marche ; ils sont donc plus proches de la partie arrière de la cavité, et une plus grande partie du faisceau est décéléré pendant la marche. Deuxièmement car l'impulsion laser est moins déplétée, et permet donc de soutenir un sillage d'amplitude plus élevée sur une plus longue distance. On voit en effet que l'énergie laser diminue au cours de la propagation, et que cette tendance est accrue pendant la marche de densité. La longueur de déplétion étant en effet assez petite devant les distances de propagation ($L_d = 1.5$ mm, sans tenir compte de la marche de densité), il est nécessaire de prendre ce phénomène en compte. Cet effet n'avait pas autant d'importance dans la partie précédente, où avec une impulsion un peu plus longue et surtout avec une densité de propagation bien plus faible, la longueur de déplétion était plus grande ($L_d = 4.5$ mm).

En conséquence, la majorité de l'énergie laser est déplétée avant la fin de la simulation, et l'est même déjà lorsque le laser entre dans la marche de densité. Ceci conduit à perturber le phénomène de défocalisation des électrons dans la marche tel qu'il a été étudié dans la partie précédente, car on sort alors d'un régime de cavitation idéal. Certains électrons commencent même à être accélérés après 2 mm de propagation, à un moment où l'énergie laser est déjà très faible. Un nouveau régime d'accélération est nécessaire pour expliquer ce phénomène.

VI.3.3 Simulation de l'expérience : régime de sillage plasma

Similairement à ce qui avait été observé au chapitre V, lorsque l'énergie laser devient trop déplétée, le sillage créé par l'impulsion laser voit progressivement son amplitude diminuer, avant de disparaître. Ceci ouvre la porte à un régime d'accélérateur par sillage plasma, où le sillage est créé par le faisceau d'électrons. Une telle transition d'un régime de sillage laser vers un régime de sillage plasma a déjà été observée expérimentalement, provoquant un accroissement de l'énergie électronique atteinte [Masson-Laborde *et al.*, 2014]. C'est ce qui se produit dans notre cas ; en figure 64, on montre la densité plasma pour deux distances de propagation

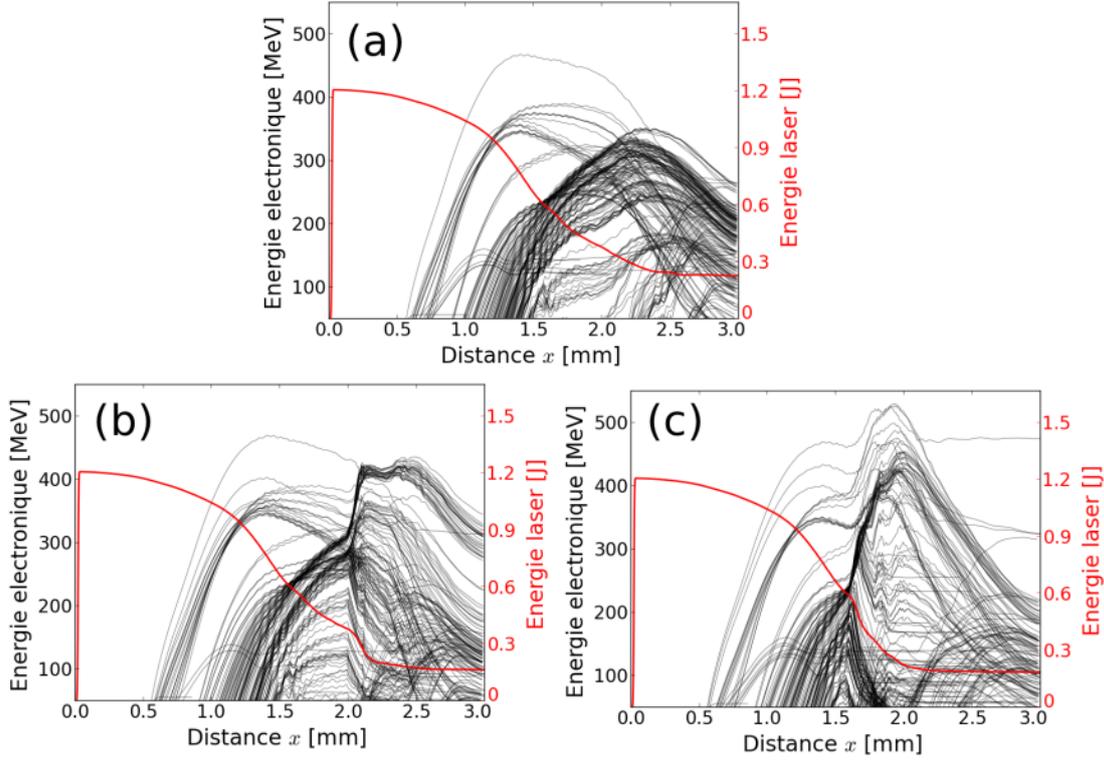


FIGURE 63 – Rephasage des électrons lors du passage dans la marche de densité. Évolution de l'énergie de quelques électrons accélérées (noir) et de l'énergie de l'impulsion laser (rouge) dans le cas de référence (a) et avec une marche de densité à 2 mm (b) et à 1.6 mm (c).

différentes. Après 1.3 mm (et donc avant la marche de densité située à 2 mm), le laser n'est pas encore suffisamment dépleté, et c'est lui qui crée le sillage, le faisceau d'électrons étant situé dans la deuxième partie de la cavité. Cependant après 2.6 mm de propagation, l'énergie laser restante est trop faible, et la création du sillage est assuré par le faisceau d'électrons : on voit que la perturbation de densité commence à l'avant du faisceau d'électrons, dans la simulation avec la marche de densité située à 2 mm comme dans la simulation de référence.

Afin d'approfondir un peu plus cette transition entre les deux régimes d'accélération, on représente en figure 65 l'évolution au cours de la propagation du champ accélérateur E_x sur l'axe de propagation. Pour toutes les simulations, on peut distinguer 3 zones d'intérêt, qui sont représentées dans le cas de la marche de densité placée à 2 mm (fig. 65b). Dans la zone 1, on est en régime de sillage laser à la densité $n_{acc} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. La vitesse de dérive du champ E_x en fonction de la coordonnée $\xi = x - ct$, visualisée par la pente en pointillés vert clair sur la figure 65b, est donnée par $d\xi/dt \sim -0.0075 c$, ce qui est relativement proche de la vitesse de dérive théorique $v_{der} = v_{\phi,s} - c = -0.0085 c$, où l'expression de la vitesse du sillage $v_{\phi,s}$ est donnée dans le premier chapitre de cette thèse. Dans la

zone 2, qui correspond au passage dans la marche de densité, la vitesse de dérive de E_x diminue, passant à des valeurs $v_{der}/c \sim -0.019$ (pointillés vert foncé), en accord avec un régime de sillage laser et le fait que $v_{der} \propto n_e$. Enfin dans la zone 3, la vitesse de dérive devient nulle, et le sillage se propage à c (pointillés noirs). Cette observation indique que le sillage n'est plus créé par une impulsion laser qui se déplete, mais par le faisceau d'électrons, dont la vitesse est très proche de c .

Il est également clair sur ces figures que la marche de densité accélère la déplétion du laser, et donc la transition vers un régime d'accélérateur plasma. Les deux phénomènes – défocalisation des électrons par la marche de densité, et transition vers un régime d'accélération par sillage plasma – cohabitent donc dans les simulations. Il va falloir discriminer entre ces deux effets pour déterminer l'origine de l'augmentation du rayonnement.

Dans le but de comprendre le rôle joué par la marche de densité dans l'émission de rayonnement, on coupe le faisceau d'électrons en deux parties selon la position longitudinale des électrons dans le faisceau. La partie avant du faisceau est celle qui reste dans la bulle, même lors du passage dans la marche de densité ($Q = 967$ pC), et la partie arrière est celle qui interagit avec le pic de densité à

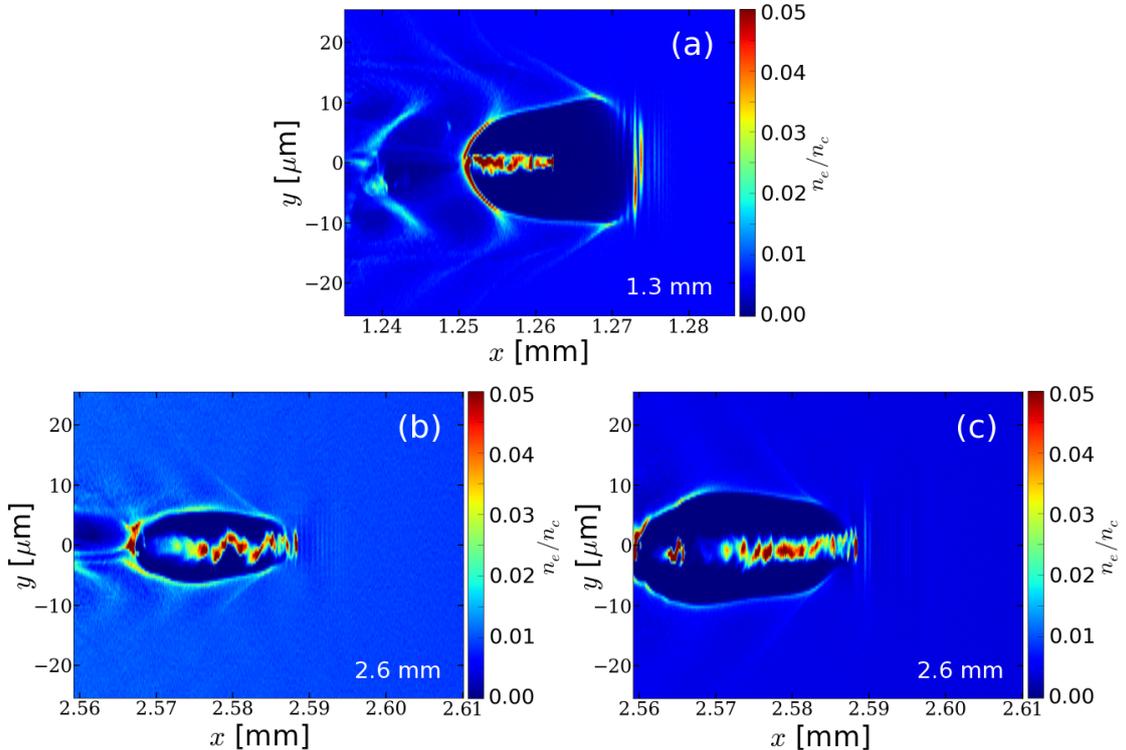


FIGURE 64 – Transition entre le régime de sillage laser et le régime de sillage plasma. Densité électronique après 1.3 mm de propagation (a), et après 2.6 mm de propagation pour le cas de référence (b) et pour le cas avec une marche de densité placée à 2 mm (c).

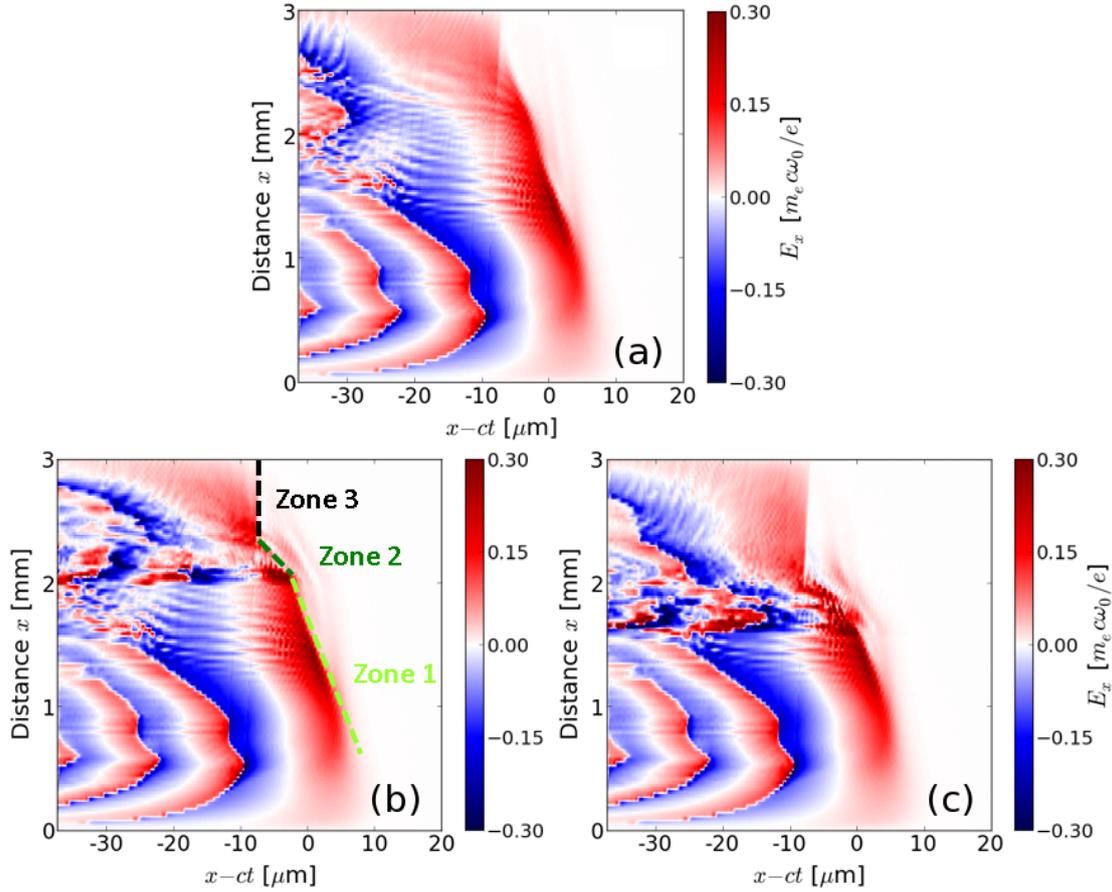


FIGURE 65 – Transition d’un régime de sillage laser vers un régime de sillage plasma. Évolution du champ accélérateur E_x sur l’axe de propagation (repéré par $\xi = x - ct$) en fonction de la distance de propagation. Le zéro des abscisses correspond au centre initial de l’impulsion laser. (a) Cas de référence, (b) cas avec une marche de densité en $x = 2$ mm et (c) cas avec une marche de densité en $x = 1.6$ mm. Sur la figure (b), les traits en pointillés représentent le front avant de la bulle.

l’arrière de la bulle, et donc avec les champs défocalisants lors de la marche de densité ($Q = 1116$ pC). En figure 66, on trace l’évolution de certains paramètres moyens de ces différentes parties du faisceau d’électrons dans la simulation de référence et pour une marche de densité à 2 mm. Le découpage du faisceau est le même dans les deux simulations. En comparant les évolutions du rayon d’oscillation moyen y_{moy} dans les deux cas, il est clair que la marche de densité induit une défocalisation des électrons interagissant avec le pic de densité à l’arrière de la bulle comme dans la section précédente. Pour la simulation avec la marche de densité à 2 mm, on obtient ainsi $y_{moy} \sim 3 \mu\text{m}$ pour la partie arrière du faisceau après le passage dans la marche, à comparer avec $y_{moy} \sim 1 \mu\text{m}$ au même instant pour le cas de référence. L’arrière du faisceau est défocalisé, en même temps qu’il perd de l’énergie, tandis que y_{moy} ne change quasiment pas pour l’avant du faisceau qui

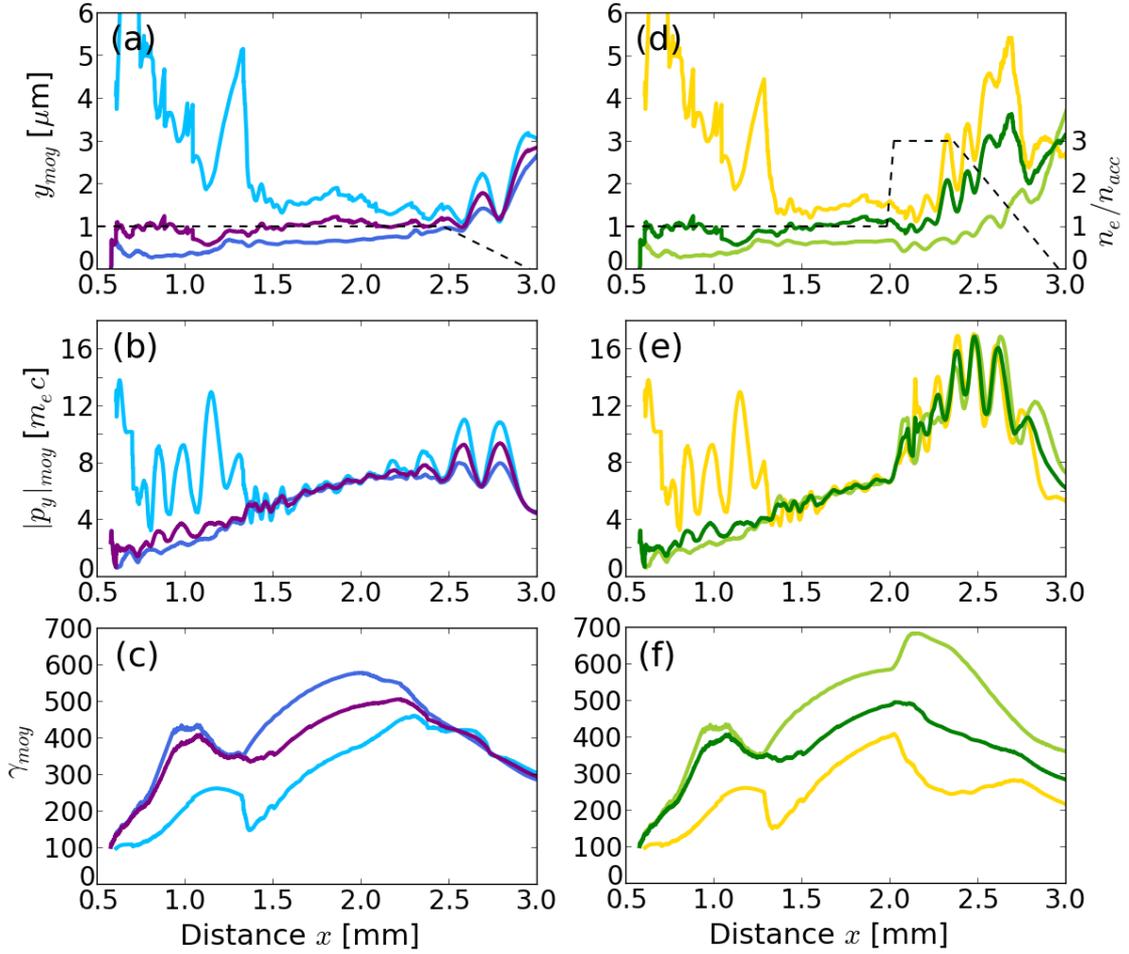


FIGURE 66 – Évolution des valeurs moyennes du rayon d'oscillation y_{moy} (a),(d), de l'impulsion transverse $|p_y|_{moy}$ (b),(e) et du facteur de Lorentz γ_{moy} (c),(f) en fonction de la distance de propagation dans la simulation référence (a)-(c) et pour une marche de densité située en $x = 2$ mm (d)-(f). Les courbes tracées correspondent à l'arrière du faisceau (bleu clair et jaune), à l'avant du faisceau (bleu foncé et vert clair) et à la totalité du faisceau d'électrons (violet et vert foncé). Le profil de densité plasma est tracé en pointillés noirs (a),(d).

gagne par contre de l'énergie, ce qui est conforme à ce qui avait été observé dans la figure 63. Cependant, contrairement à ce qui avait été vu dans la partie précédente, l'impulsion transverse $|p_y|_{moy}$ ne suit pas cette évolution. $|p_y|_{moy}$ augmente certes lors du passage dans la marche de densité, mais sur ce point, on ne peut pas distinguer l'avant de l'arrière du faisceau. L'augmentation de $|p_y|_{moy}$ est ainsi seulement due à l'augmentation de densité, qui provoque une augmentation de ω_β et de K . Pour les deux simulations, des oscillations coordonnées des électrons commencent à croître en fin de simulation, déclenchées par l'instabilité de hosing caractéristique du régime de sillage plasma [Whittum *et al.*, 1991].

Le rayonnement émis par une particule dépend principalement de son énergie

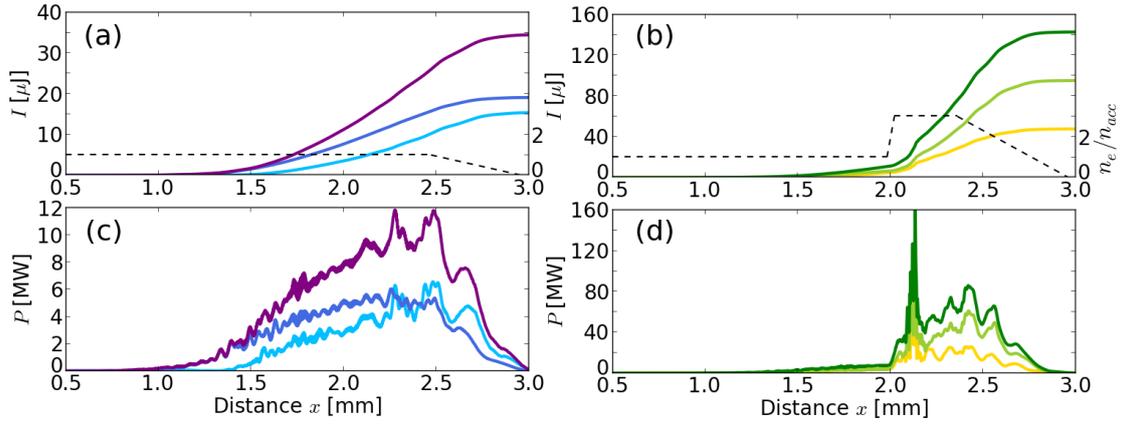


FIGURE 67 – Énergies (a),(b) et puissances instantannées (c),(d) rayonnées au cours de la simulation de référence (a),(c) et pour une marche de densité située en $x = 2$ mm (b),(d). Les courbes tracées correspondent à l'arrière du faisceau (bleu clair et jaune), à l'avant du faisceau (bleu foncé et vert clair) et à la totalité du faisceau d'électrons (violet et vert foncé). Le profil de densité plasma est tracé en pointillés noirs (a),(c).

et de son mouvement transverse. Dans le cas d'une marche de densité à 2 mm, les particules de l'avant du faisceau ont une impulsion transverse aussi importante que l'arrière du faisceau, et leur énergie est plus élevée. En conséquence, le rayonnement est principalement émis par ces particules. C'est ce qu'on peut voir sur la figure 67b, où les deux tiers de l'émission X sont produits par l'avant du faisceau. Ainsi en ajoutant la marche, l'émission produite par les deux parties du faisceau d'électrons croît ; cependant, elle croît plus fortement à l'avant du faisceau qui n'est pas concerné par la défocalisation (la marche de densité amenant seulement une augmentation de $|p_y|_{moy}$ et une augmentation légère de γ). L'augmentation de rayonnement constatée dans ce cas ne s'explique donc pas par l'effet de défocalisation dans la marche, mais par l'émission réalisée dans le régime de sillage plasma. Sur la figure 67d, on voit que, excepté le pic d'émission autour de $x = 2.1$ mm lors de la transition entre les deux régimes (le sillage évolue rapidement à ce moment, et provoque des variations rapides des champs électromagnétiques), l'émission augmente en effet pendant le régime de sillage plasma à partir de 2.2 mm pour atteindre un maximum avant la rampe descendante.

En résumé, contrairement à ce qui a été présenté dans la partie précédente, l'effet défocalisant pour une partie des électrons ne contribue pas (ou peu) à l'augmentation de rayonnement. Par contre, l'augmentation de l'amplitude des champs accélératoires et focalisants suite à l'augmentation de densité dans la marche conduit à accroître l'énergie ainsi que le paramètre de force $K \sim |p_y|_{moy}$ des électrons qui restent dans la bulle, et donc à augmenter l'énergie du rayonnement émis. Cet effet explique la diminution de la puissance rayonnée à la sortie de la marche de densité

située en $x = 1.6$ mm dans la figure 62 : la diminution de la densité stoppe cet effet. Ce résultat est contraire à ce qui avait été vu dans la partie précédente, où la puissance rayonnée restait importante même après la sortie de la marche (figure 59c). L'effet de défocalisation était alors prépondérant. Dans le cas présent, c'est la densité plus importante qui augmente le rayonnement. La marche de densité a aussi pour effet de dépleter très rapidement l'énergie laser : la transition vers un régime de sillage plasma qui est observée est primordiale pour continuer à émettre du rayonnement sur une plus longue distance.

Cet effet de la marche couplé à la transition vers un régime de sillage plasma offre des perspectives intéressantes pour la génération de rayonnement bétatron. Il permet de propager un faisceau dans une onde de sillage générée dans des densités plus hautes favorisant le rayonnement, mais qui sont inadaptées à de l'accélération par sillage laser, car conduisant à un déphasage des électrons et une déplétion du laser rapides, et à un faible gain en énergie. Dans la partie suivante, nous utiliserons cette technique avec une énergie laser plus élevée, afin de révéler le potentiel de ce régime.

VI.3.4 Perspectives avec le laser APOLLON

Régime de sillage laser : accélération des électrons

Dans le cas précédent de l'expérience réalisée au LOA, le faisceau d'électrons généré est assez peu énergétique, si bien que le régime de sillage plasma généré est assez peu durable et peu efficace. De plus, le courant du faisceau accéléré ne permet pas d'augmenter trop fortement la densité dans la marche. Il peut être intéressant de regarder des perspectives avec des lasers de plus haute énergie, qui devrait générer des faisceaux d'électrons plus chargés et plus énergétiques, eux-mêmes susceptibles de créer un sillage dans des densités plus élevées par la suite, une fois l'énergie laser déplétée.

On s'intéresse donc maintenant à une simulation utilisant les paramètres de l'un des faisceau du laser APOLLON sur le plateau de Saclay : $\tau_0 = 30$ fs, $\lambda_0 = 800$ nm, mais avec à présent 15 J focalisés sur une tâche focale $w_0 = 23$ μ m, conduisant à $a_0 = 6$. Pour la phase d'accélération par sillage laser, il interagit tout d'abord avec un plasma de densité 1.75×10^{18} cm⁻³, et de longueur 1.9 cm. Les rampes d'entrée et de sortie sont linéaires sur 200 μ m. Ces simulations sont réalisées avec Calder-Circ, avec les paramètres numériques $\Delta x = 0.25$ c/ω_0 , $\Delta r = 4$ c/ω_0 , et $\Delta t = 0.249$ ω_0^{-1} .

Contrairement à l'accélération en régime de cavitation avec le laser PETAL présentée en partie IV, le laser APOLLON est bien adapté à l'accélération dans ce régime car sa durée est suffisamment courte. S'il dispose aussi d'une puissance de l'ordre du pétawatt ($P = 0.47$ PW), sa durée bien plus courte lui permet de respecter les lois d'échelles déjà définies. En effet, l'équation (132) appliquée aux

paramètres d'APOLLON avec un paramètre $\kappa = 1$ (condition plutôt restrictive) mène à une énergie laser $E_0 > 3$ J, ce qui est largement vérifié par APOLLON. On peut aussi calculer une longueur de déphasage $L_{dph} = 1.52$ cm pour les électrons. Dans la simulation, l'énergie maximale des électrons est atteinte après 1.49 cm de propagation, en très bon accord avec l'estimation de L_{dph} . À cette distance, l'énergie et la charge électroniques ainsi atteintes sont supérieures à celles qui avaient été obtenues avec PETAL, avec une charge de 5 nC obtenue au-delà de 350 MeV, et un pic mono-énergétique observé vers 1.8 GeV (fig. 68).

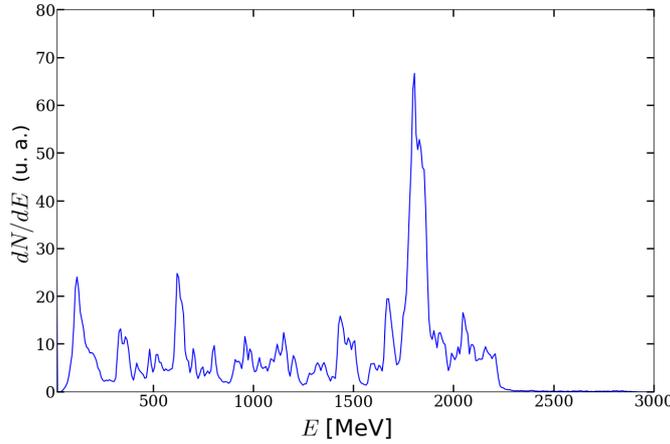


FIGURE 68 – Distribution en énergie des électrons après 1.5 cm de propagation, pour le faisceau laser de 15 J se propageant dans une densité $n_e = 1.75 \times 10^{18}$ cm⁻³.

L'énergie contenue dans le faisceau est proche de 7.5 J, ce qui donne une efficacité de conversion de l'énergie laser de 50%. Il est nécessaire de prendre ce chiffre avec précautions. Expérimentalement, les meilleures efficacités de conversion sont de l'ordre de quelques pourcents. Il est courant que des simulations avec des paramètres optimisés dans le régime de la bulle montrent des efficacités de l'ordre de 10-20%. Cependant, l'efficacité obtenue dans notre cas est tout de même très élevée, et nécessiterait une étude numérique un peu plus approfondie, la charge étant sans-doute surestimée (la faible densité utilisée, couplée à une propagation sur une longue distance et la taille transverse du laser plus importante que pour des lasers de l'ordre du joule, rend ces simulations coûteuses et sensibles aux paramètres et options numériques). Par exemple, en réalisant la même simulation avec un filtrage des champs électromagnétiques à hautes fréquences (filtre polynomial), l'efficacité de conversion chute à 41%.

Régime de sillage plasma : génération d'une source bêta-tron intense

Dans un deuxième temps, on enregistre toutes les données concernant le faisceau d'électrons généré dans la simulation CALDER-Circ (pour le cas avec une efficacité de conversion de 50%) après 1.5 cm de propagation, c'est-à-dire à l'en-

droit où un maximum d'énergie est contenue dans le faisceau. Ce faisceau est ensuite réinjecté dans une simulation CALDER 3D en supprimant la partie de plus basse énergie ($E < 350$ MeV). Au bout de $65 \mu\text{m}$ de propagation dans le vide, il est alors envoyé sur un plasma de densité $n_e = 1.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, donc bien supérieure à celle utilisée dans la simulation Calder-Circ pour le régime d'accélération par sillage laser. La rampe de densité montante de ce plasma est très courte, de $25 \mu\text{m}$. On ne laisse donc pas de propagation libre du faisceau qui conduirait à une expansion de sa taille transverse : pour des angles de quelques milliradians, la taille transverse du faisceau augmente seulement de quelques dixièmes de microns sur ces distances. On note que le faisceau laser n'est pas conservé, et est donc complètement supprimé lors du passage de CALDER-Circ à CALDER 3D. La haute densité $n_e = 1.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} = 0.063 n_c$ contribuerait de toute manière à considérablement ralentir la vitesse de groupe du laser, qui se ferait rapidement doubler par le faisceau d'électrons. Expérimentalement, il est également possible de supprimer en grande partie le faisceau laser, à l'aide d'un miroir plasma créé par une fine cible solide [Ta Phuoc *et al.*, 2012].

Contrairement aux cas représentés jusqu'à présent, il n'est pas nécessaire de résoudre λ_0 dans les simulations de sillage plasma. En effet, le laser étant supprimé, la longueur minimale à résoudre est λ_p . Cependant, la densité utilisée étant plus élevée qu'habituellement, on a $\lambda_p = 3.2 \mu\text{m} \approx 25 c/\omega_0$. La résolution correcte de λ_p dans les simulations implique donc des pas spatiaux proches de $\lambda_p/50$ dans toutes les directions de l'espace, et pour cette raison, les paramètres numériques utilisés pour la simulation tri-dimensionnelle sont $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 0.5 c/\omega_0$, et $\Delta_t = 0.288 \omega_0^{-1}$ (même si le laser n'est plus présent dans cette simulation, les quantités restent normalisées en fonction des grandeurs liées au laser).

Le faisceau d'électrons injecté est capable de générer un sillage sur près de 3 mm , avant de perdre complètement son énergie. On montre en figure 69 le sillage généré par le faisceau peu après le début de la simulation au bout de $140 \mu\text{m}$ de propagation. Il est clair que c'est l'avant du faisceau qui éjecte les électrons du plasma ambiant. Comme dans le cas du sillage laser, ces électrons éjectés sont attirés par la cavité ionique formée, et oscillent dans le sillage du faisceau. Le faisceau d'électrons est plus long que la période d'oscillation des électrons, et selon sa position relative à la phase de l'onde de sillage, un électron du faisceau pourra être accéléré s'il est dans la moitié arrière d'une bulle ou décéléré s'il est dans la moitié avant. On peut faire ici l'analogie avec ce qui se passait en régime auto-modulé dans les simulations pour le laser PETAL. La densité du plasma est trop haute pour avoir $\lambda_p > l_f \approx 30 \mu\text{m}$, où l_f désigne la taille du faisceau d'électrons qui génère le sillage. En conséquence, de même que le faisceau laser était auto-modulé dans le cas de PETAL, le faisceau d'électrons va ici subir la rétro-action du sillage et être auto-modulé.

Ceci est visible sur la figure 70, où on trace l'espace de phase longitudinal (x, p_x)

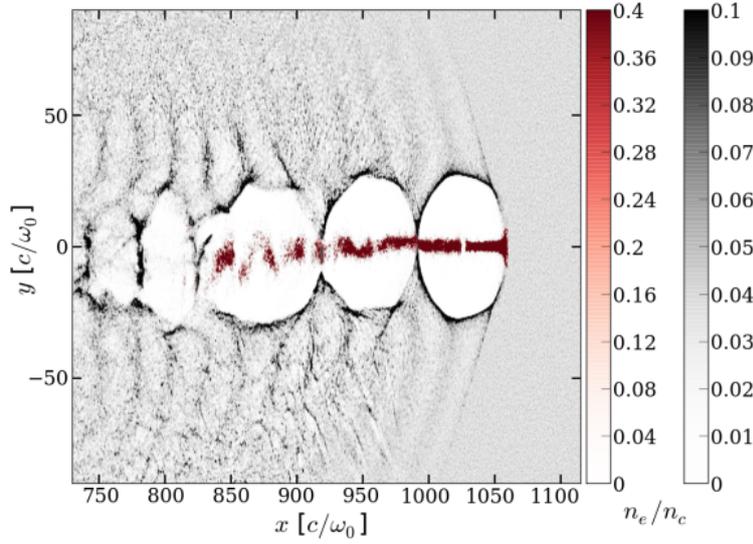


FIGURE 69 – Forme de l’onde de sillage (densité électronique) générée par le faisceau d’électrons après $140 \mu\text{m}$ de propagation. En rouge : faisceau d’électrons injecté de la simulation Calder-Circ. En gris : coupe 2D de la densité électronique du plasma ambiant (simulation CALDER 3D).

pour les électrons injectés. La figure 70a présente l’espace de phase au début de la simulation CALDER 3D. La distribution en énergie correspondante (fig. 70d) est similaire à celle donnée dans la figure 68, tirée de CALDER-Circ, sauf que le spectre a ici été coupé à 350 MeV. Après $370 \mu\text{m}$ de propagation, on peut voir que les électrons situés à l’avant des deux premières cavités accélératrices ont perdu de l’énergie, au profit de ceux présent à l’arrière de ces cavités. Ceci est encore plus visible après $740 \mu\text{m}$ de propagation. Les électrons de l’avant du faisceau ont perdu toute leur énergie, obtenant des vitesses $v < c$, et ont ainsi déphasé vers l’arrière de la cavité. Certains ont même commencé à être réaccélérés en arrière de cavité. Si l’énergie globale du faisceau d’électrons a diminué, on peut voir que l’énergie maximale a presque doublé, passant d’un peu plus de 2 GeV à un peu plus de 4 GeV, soit un champ accélérateur moyen de 2700 GeV/m. L’injection des électrons du plasma ambiant est par ailleurs négligeable.

Si ce doublement de l’énergie des électrons démontre le potentiel de ce régime pour l’accélération d’électrons, ce qui nous intéresse ici est plutôt l’émission de rayonnement par ces électrons. Dans la figure 71, on montre l’effet de la marche de densité sur le mouvement transverse des électrons. On voit qu’initialement, à la fin de l’étape d’accélération par sillage laser, l’impulsion transverse normalisée, qui correspond au paramètre de force K de l’onduleur est de l’ordre de la dizaine. Après l’entrée dans la marche de densité, au bout de $370 \mu\text{m}$ de propagation, K a fortement augmenté, passant à plusieurs dizaines, voire à l’ordre de la centaine pour certains électrons.

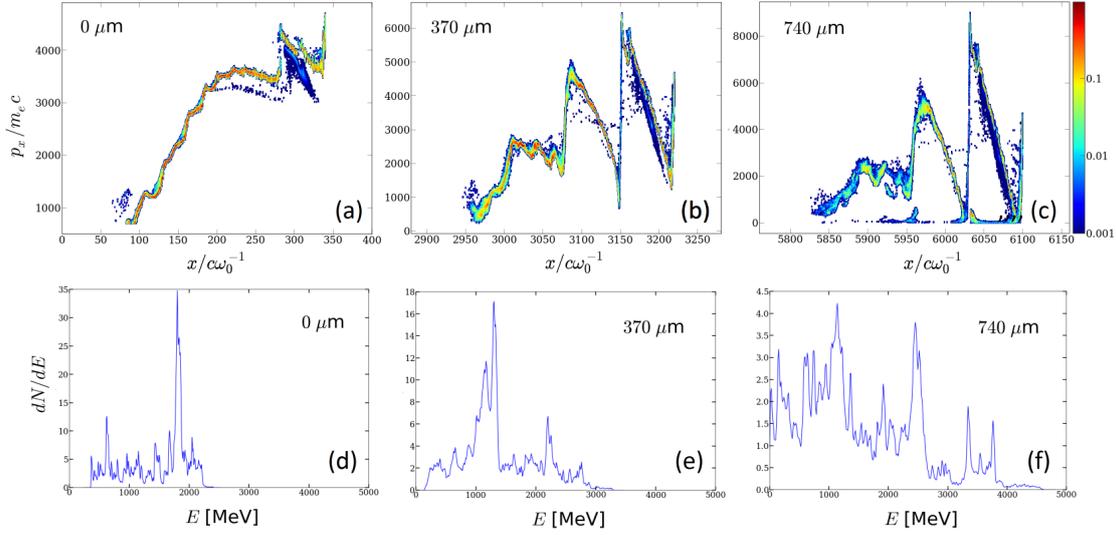


FIGURE 70 – Modulation du faisceau injecté dans le régime de sillage plasma. (a)-(c) : espaces de phase longitudinal (x, p_x) à différents instants de la propagation ; (d)-(e) : distributions énergétiques associées.

Cette augmentation de K conjuguée à une énergie électronique élevée présage d'une source bêta-tron de forte intensité, et contenant des photons de haute énergie. Les formules données pour le mouvement bêta-tron dans le cas d'un sillage créé par laser reste valable pour un sillage créé par un faisceau d'électrons. L'application de la formule (87) à un paramètre de force $K = 100$ et à une énergie électronique définie par $\gamma = 3000$ donne une énergie critique $E_c = 6$ MeV pour le rayonnement. On attend donc une émission significative jusqu'à plusieurs dizaines de MeV. C'est effectivement ce que l'on observe dans la simulation, après une propagation sur 3.3 mm, distance au bout de laquelle le faisceau d'électrons créant le sillage a dissipé la plus grande part de son énergie (plus de 90%). En figure 72a, on voit que l'émission est maximale autour de 1 MeV. L'énergie totale contenue dans le rayonnement est de 140 mJ, ce qui permet de calculer l'efficacité de conversion d'énergie du laser vers la source X, qui est de 0.9 %. Cette efficacité très haute est cependant peut-être un peu optimiste, compte-tenu de la grande énergie transférée par le laser au faisceau d'électrons dans l'étape d'accélération par sillage laser. En effet, un faisceau d'électrons moins énergétique ou moins chargé rayonnerait intrinsèquement moins, en plus de générer un sillage de moindre amplitude. Néanmoins, on peut tout de même constater que cette efficacité est supérieure, de plusieurs ordres de grandeurs, à celles obtenues dans les cas habituels de source bêta-tron, et au minimum de 2 à 3 ordres de grandeurs au dessus des efficacités obtenues dans les parties précédentes. Les électrons ne perdent donc pas seulement de l'énergie en créant le sillage, mais également en rayonnant : près de 2% de l'énergie du faisceau est transmise au rayonnement. On est ici proche de la limite du traitement clas-

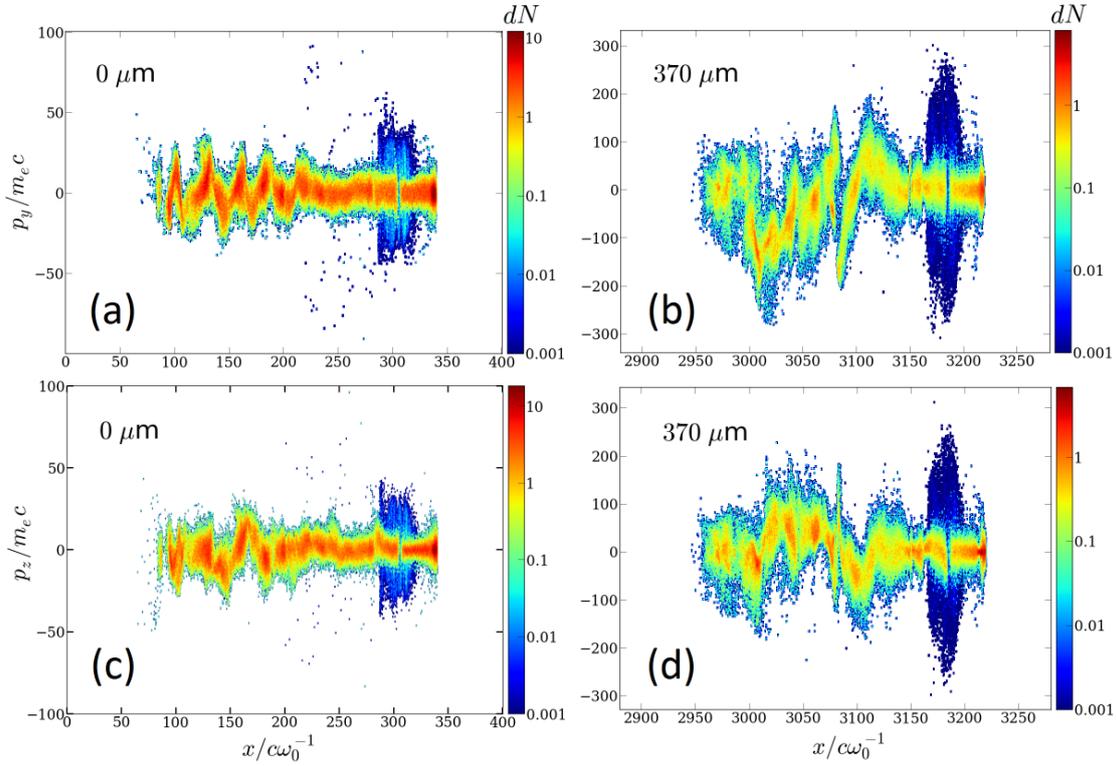


FIGURE 71 – Augmentation de l’impulsion transverse normalisée, correspondant au paramètre de force de l’onduleur. Distributions électroniques en fonction de la position longitudinale x et de l’impulsion transverse p_y (a),(b) et p_z (c),(d) mesurées au début de la simulation CALDER (a),(c), et après $370 \mu\text{m}$ de propagation dans la marche de densité (b),(d).

sique du rayonnement : pour des électrons à peine plus énergétiques obtenus avec un laser plus puissant, il faudrait passer à un module QED avec implémentation de l’auto-force, tel que discuté en section III.2.5.

Enfin, on peut calculer pour cette simulation un nombre de photons $N_X = 1.5 \times 10^{11}$ sur l’intervalle 0-30 MeV. Le rayonnement est collimaté sur un angle de $14 \times 16 \text{ mrad}^2$ (fig. 72b). En considérant une taille de faisceau de $30 \mu\text{m}$ longitudinalement et de $2 \mu\text{m}$ transversalement, on obtient un pic de brillance à 1 MeV à $4.2 \times 10^{23} \text{ photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2 0.1\% \text{BW}$, en nette amélioration par rapport à ce qui est obtenu dans des expériences d’accélération par sillage laser, avec une brillance maximale à 10 keV de $10^{22} \text{ photons/s/mm}^2/\text{mrad}^2 0.1\% \text{BW}$ obtenue dans l’expérience de [Kneip *et al.*, 2010].

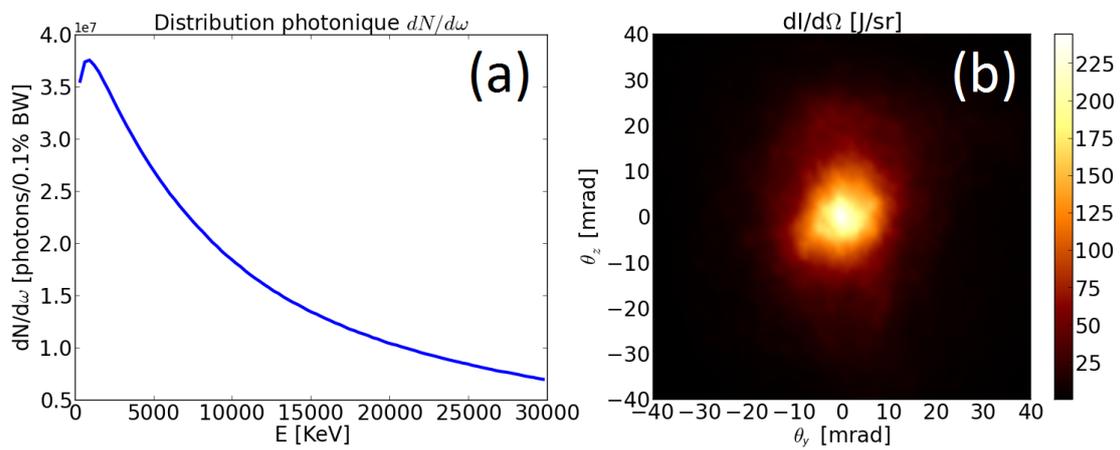


FIGURE 72 – Rayonnement émis dans la marche de densité en régime de sillage plasma. (a) Distribution photonique $dN/d\omega$ intégrée sur un angle solide de $80 \times 80 \text{ mrad}^2$. (b) Distribution angulaire de l'énergie rayonnée $dI/d\Omega$.