

Transition pointe-jet à l'interface huile/solution de polymères dans des systèmes microfluidiques

Aurélien Duboin¹, Florent Mallogi², Fabrice Monti¹, & Patrick Tabeling¹

¹ Microfluidique, MEMS et Nanostructures, UMR Gulliver CNRS-ESPCI 7083, 10 rue Vauquelin 75005 Paris, FRANCE

² Laboratoire Interdisciplinaire sur l'Organisation Nanométrique et Supramoléculaire, CEA Saclay, 91191 Gif sur Yvette Cedex, FRANCE

aurelien.duboin@espci.fr

Résumé. En introduisant de l'huile minérale (phase interne) et une solution de polymères (phase externe), dans une géométrie de *flow focusing*, nous avons observé des formes d'interfaces singulières. Dans certaines conditions d'écoulement, l'interface huile/solution de polymères subit une transition depuis une pointe stationnaire vers l'émission d'un jet d'huile dans le flux de polymères. Nous avons ainsi produit des jets micrométriques d'huile, éloignés des parois du système, et extrêmement stables (ils ne se brisent pas en petites gouttes). Nous avons étudié expérimentalement la nature de la transition pointe-jet, et montré que c'est une transition du premier ordre.

Abstract. By injecting mineral oil(inner phase) and a polymer solution (outer phase), in a microfluidic flow focusing geometry, we observed singular interface shapes. Under certain flow combination, the interface undergoes a transition from a steady state cusp, to the emission of a spout of oil in the polymer flow. We thus succeeded in producing micrometric jets of oil, which do not touch the walls, and are extremely stable (they do not break into droplets). The nature of the cusp-spout transition was experimentally studied, and found to be a first order one.

1 Introduction

Le *co-flow* de deux fluides non miscibles dans une géométrie de *flow focusing* permet de produire des bulles ou des gouttes, dont la taille est contrôlée par le rapport des débits des fluides, et selon plusieurs régimes comme la *jetting* ou le *dripping* [1]. Dans certaines conditions, grâce à des forces hydrodynamiques ou électrodynamiques [2] ou encore en présence de tensio-actifs [3], l'interface fluide-fluide forme un *tip-streaming* : l'interface développe une forme conique caractéristique, observée pour la première fois par Taylor [4], et la phase interne émet un jet fin qui peut dégénérer en très petites gouttelettes. Ces formes, en cône ou en pointe, représentent des défis pour la théorie, et elles ont donné lieu à de nombreuses études [5,6,7]. Très récemment, ces morphologies ont été exploitées pour mesurer la viscosité élongationnelle de solutions de polymères [8]. Ces pointes dégèrent en jet et jusqu'à présent, pour des questions de limite instrumentale, il n'a pas été possible de caractériser la transition pointe jet, notamment sa nature (sous ou supercritique). C'est précisément ce que nous sommes parvenus à faire, en mettant à profit l'excellent contrôle permis par l'environnement microfluidique. Dans cette présentation, nous décrivons une série d'expériences utilisant des solutions de polymères, produisant des pointes dans des jonctions microfluidiques. On a observé, notamment, que le jet produit au delà de la transition est stable sur des dizaines de milliers de fois son diamètre. Des jets très fins ont déjà été observés dans la littérature [9], mais toujours dans des conditions de stabilité limitées.

Nous analysons ici la dynamique de l'interface dans un écoulement bi-phasique dans un système microfluidique et une géométrie rectangulaire. La phase externe est un fluide complexe et la phase interne est une huile minérale, et subit une transition pointe-jet. Nous avons observé des lois d'échelles du même type que Cohen et Nagel, en approchant le point critique avec une précision accrue, et nous avons mesuré un saut discontinu du diamètre du jet autour de la transition.

Les expériences sont réalisées dans des systèmes microfluidiques présentant une géométrie de *flow focusing*, dont les canaux rectangulaires mesurent 50 μm de hauteur (canal principal large de 200 μm ,

canal de la constriction large de $50\ \mu\text{m}$). Les écoulements sont observés sur un microscope inversé Leica. Le microsystème est fabriqué en PolyDiMéthylSiloxane (PDMS) à partir d'un moule en silicone élaboré par photolithographie, puis rendu hydrophile par un traitement au plasma à oxygène, avant d'être fermé par une lamelle de verre. Les entrées du système sont connectées à une source de pression (Fluigent) par des tubes en PEEK (diamètre interne $125\ \mu\text{m}$, diamètre externe $510\ \mu\text{m}$), permettant de contrôler les écoulements avec une précision de 1 mbar.

Dans nos expériences, la phase interne, une huile minérale, est injectée par le canal central ; tandis que la phase externe, une solution aqueuse de Polyoxyéthylène (PEO, $M_w = 8\ \text{MDa}$) est injectée par les canaux latéraux. Dans la plupart des régimes que nous considérons ici, la pression d'huile étant inférieure à la pression capillaire, l'interface huile/polymère localisée dans la partie centrale de la zone de convergence hydrodynamique, est fixe.

2 Étude autour de la singularité hydrodynamique

Nous nous sommes intéressés, dans un premier temps, à l'effet des pressions interne (P_{oil}) et externe (P_{PEO}) sur la dynamique de l'interface. Nous imposons P_{PEO} , et suivons l'évolution de l'interface à mesure que nous augmentons P_{oil} . La dynamique du système se révèle particulièrement riche, comme le montre la figure 1. À basses pressions d'huile et de POE, on observe une interface huile/POE de forme circulaire, dans la partie centrale de la zone de convergence (Fig. 1 a). Lorsqu'on augmente la pression externe, l'interface est déformée progressivement pour adopter la forme d'une pointe stationnaire (Fig. 1 b-c) ; après une plus forte augmentation, l'interface subit une transition : le fluide interne se trouve entraîné, et émet un jet circulaire à partir de la pointe (Fig. 1 d-e).

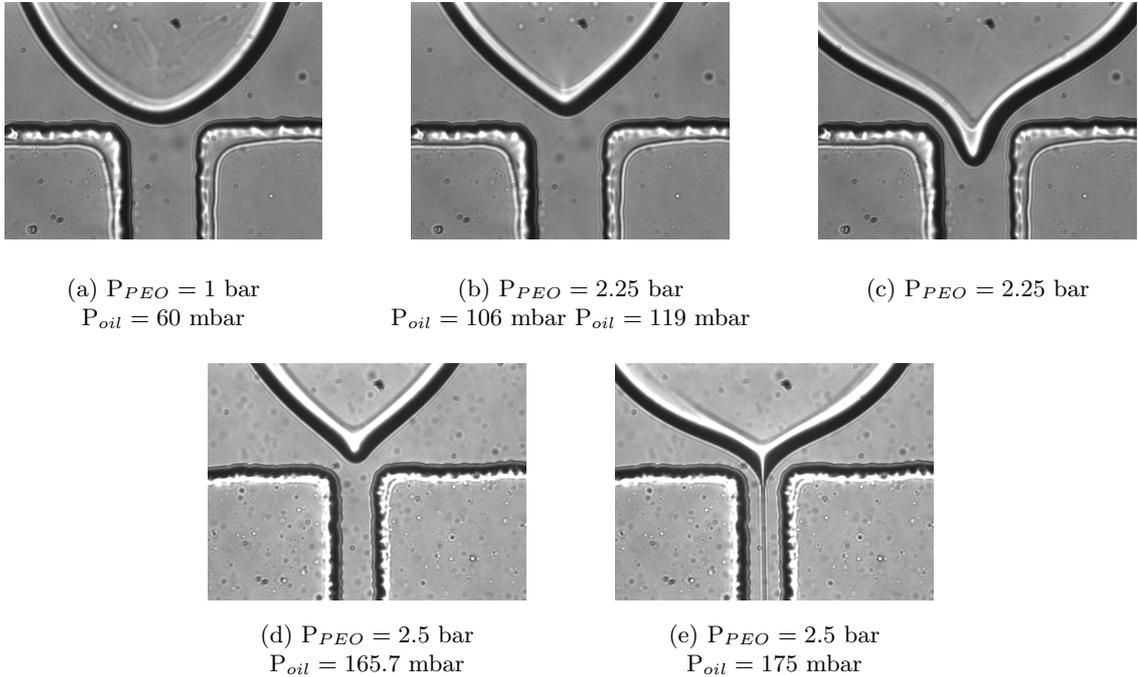
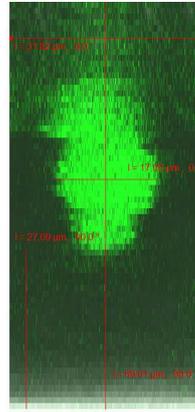
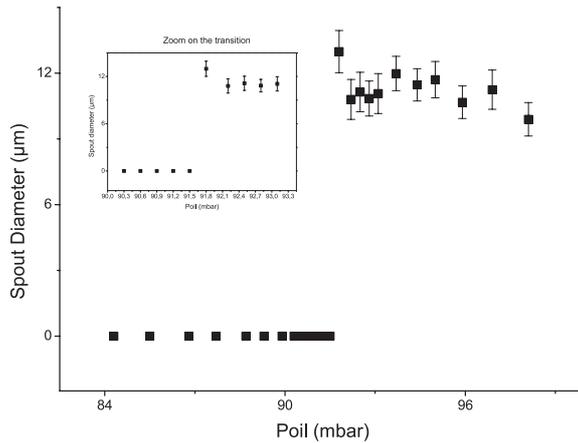


FIG. 1. Evolution de l'interface à pression externe fixée et observation de la transition pointe-jet. (a) À basses pressions externe et interne, l'interface est ronde. (b-c) À basse pression externe, quand on augmente P_{oil} l'interface forme une pointe stationnaire. (d-e) À plus haute pression externe, l'augmentation de P_{oil} induit une transition pointe-jet : un jet très fin est émis à la pointe.

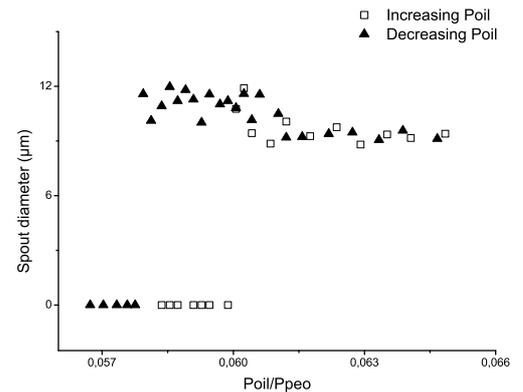
Nous avons suivi l'interface et reconstruit son profil à différentes pressions interne et externe. De ces profils, nous avons extrait deux variables caractéristiques de l'interface. Nous calculons la courbure à la pointe κ , à partir du coefficient du terme du second degré obtenu en effectuant une régression polynomiale du second degré localement à la pointe. La hauteur maximale h_{max} de la pointe est mesurée directement sur les images. En fixant P_{PEO} , nous obtenons l'évolution de κ and h_{max} , en fonction de P_{oil} : ces deux paramètres présentent un comportement en loi de puissance au voisinage du point critique. Les exposants de ces lois de puissance semblent être indépendants de la géométrie et de l'hydrodynamique (P_{PEO}), comme cela a déjà été décrit par Cohen [7]. Les comportements observés pour κ et h_{max} suggèrent que la forme de l'interface devrait montrer un comportement universel au voisinage du point critique. Pour explorer cette question, nous avons adimensionné les variables de l'espace du profil, aux moyens des paramètres des lois de puissance déterminées pour κ et h_{max} , afin que la singularité se produise pour $H = 1$ en $R = 0$. Tous les profils, correspondant à différentes pressions interne et externe, convergent sur une même courbe maîtresse.



(a) Structure du jet



(b) Mesure du diamètre du jet



(c) Hystérésis

FIG. 2. (a) Image du jet obtenue au microscope confocal : les dimensions indiquées permettent de positionner les parois du canal. (b) montre la variation du diamètre du jet en fonction de P_{oil} ; la diamètre est nul avant la transition. L'encart graphique montre un zoom autour de la transition, approchée à 0,3 mbar près. (c) Diamètre du jet en fonction de P_{oil} , en augmentant P_{oil} (triangles), ou en diminuant P_{oil} (carrés). La transition présente clairement une hystérésis.

3 Nature de la transition pointe-jet

Enfin, nous avons étudié la transition pointe-jet, afin d'en préciser la nature. Pour clarifier la forme tridimensionnelle du jet, nous avons utilisé un microscope confocal, en utilisant des quantum dots solubilisés dans une huile fluorée comme traceur fluorescent. Nous avons effectué l'acquisition d'une pile d'images sur une ligne transversale à l'écoulement. Nous obtenons ainsi l'image reconstruite de la figure 2a : le jet est clairement sans contact avec les parois et présente une forme cylindrique.

À pression externe fixée, nous avons mesuré le diamètre du jet de part et d'autre de la transition, en augmentant P_{oil} avec une précision de 0,3 mbar. Nous avons noté un saut discontinu dans le diamètre du jet : le diamètre passe d'une valeur nulle à une valeur constante (Fig. 2b). Compte-tenu de la précision de la source de pression, la valeur de P_{oil} à laquelle se produit l'émission du jet est déterminée à 0,3 mbar près. La figure 2c montre que cette pression de transition est plus faible lorsqu'on approche la transition en diminuant P_{oil} qu'en l'augmentant. La transition pointe-jet présente donc une hystérésis. Le caractère discontinu de la transition et la présence d'une hystérésis permettent d'affirmer que la transition pointe-jet est une transition sous-critique du premier ordre. Enfin, nous avons montré qu'en faisant varier la géométrie (largeur de la zone de restriction), nous pouvons produire des jets aussi fins que 10 μm , stable sur une longueur atteignant quelques centimètres, soit plusieurs ordres de grandeurs fois son diamètre.

4 Conclusion

Pour conclure, nous avons étudié la dynamique de l'interface entre deux fluides non miscibles, et avons mis en évidence un nouveau phénomène, qui pourrait avoir des applications dans l'industrie pétrolière, en particulier dans le domaine de la récupération assistée du pétrole. Nous avons montré l'existence de pointes et leur nature singulière. De plus, nous avons décrit la formation d'un jet micrométrique, et apporté une preuve expérimentale du caractère sous critique de la transition pointe-jet. Enfin, les jets produits sont stables sur des longueurs encore jamais atteintes, dépassant de plusieurs ordres de grandeur leur diamètre.

Références

1. A. S. UTADA, A. FERNANDEZ-NIEVES, H. A. STONE & D. A. WEITZ, Dripping to jetting transitions in coflowing liquid streams, *Physical Review Letters*, **99** (9), 94502 (2007).
2. R. T. COLLINS, J. J. JONES, M. T. HARRIS & O. A. BASARAN, Electrohydrodynamic tip streaming and emission of charged drops from liquid cones, *Nature*, **4** (2), 149-154 (2007).
3. S. L. ANNA & H. C. MAYER, Microscale tipstreaming in a microfluidic flow focusing device, *Physics of Fluids*, **18** (12), 121512 (2006).
4. G. I. TAYLOR, Disintegration of water drops in an electric field, *Proceedings of the Royal Society of London A*, **280**, 383-397 (1964).
5. W. W. ZHANG, Viscous entrainment from a nozzle : Singular Liquid Spouts, *Physical Review Letters*, **93** (18), 184502 (2004).
6. J. EGGERS, Air entrainment through free-surface cusps, *Physical Review Letters*, **86** (19), 4290-4293 (2001).
7. I. COHEN & S. R. NAGEL, Scaling at the selective withdrawal transition through a tube suspended above the fluid surface, *Physical Review Letters*, **88** (7), 074501 (2002).
8. D. ZHOU & J. J. FENG, Selective withdrawal of polymer solutions : experiments, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **165**, 829-838 (2010).
9. A. M. GAÑAN-CALVO, R. GONZALEZ-PRieto, P. RIESCO-CHUECA, M. A. HERRADA & M. FLORES-MOSQUERA, Focusing capillary jets close to the continuum limit, *Nature*, **3** (10), 737-742 (2007).

Stochastic evolution of a turbulent interface in a shear flow

Yohann Duguet¹ & Philipp Schlatter²

¹ LIMSI-CNRS, UPR 3251, Université Paris-Sud, 91403 Orsay CEDEX, France

² Linné Flow Centre, KTH Mechanics, Osquars Backe 18, Stockholm, SE-10044, Suède/Sweden
duguet@limsi.fr

Résumé. L'écoulement de Couette plan, confiné entre deux plaques parallèles qui cisailent le fluide, est un exemple classique où la transition vers la turbulence se produit de manière sous-critique, c'est-à-dire malgré la stabilité linéaire de l'écoulement de base. Ici nous nous intéressons à la compétition spatio-temporelle entre la phase turbulente (active) et la phase laminaire (absorbante). En particulier, des simulations numériques montrent que l'interface délimitant ces deux phases, lorsqu'elle est parallèle à l'écoulement moyen, se déplace d'une manière stochastique qui peut être modélisée comme une marche aléatoire continue en temps. L'analyse statistique suggère un processus de diffusion gaussien et permet de déterminer la vitesse moyenne de cette interface en fonction du nombre de Reynolds, ainsi que la valeur seuil au-delà de laquelle la turbulence contamine tout le domaine. Pour les nombres de Reynolds les plus bas, cette dynamique stochastique entre en compétition avec une dynamique de croissance déterministe des perturbations localisées. Cette dernière dynamique inattendue résulte de l'existence d'un régime, dit de *snaking*, où cohabitent de multiples solutions localisées et instables des équations de Navier-Stokes.

Abstract. Plane Couette flow, the flow sheared between two parallel counter-sliding plates, is a classical example where transition to turbulence proceeds in a subcritical way, i.e. despite the linear stability of the base state. We are here interested in the spatio-temporal competition between the (active) turbulent phase and the (absorbing) laminar one. In particular, numerical simulations show that the interface delimiting those two phases, when parallel to the mean flow, moves in a stochastic manner which can be modelled as a continuous-time random walk. Statistical analysis suggests a Gaussian diffusion process and allows one to derive the mean drift velocity of this interface as a function of the Reynolds number, as well as the threshold value above which turbulence contaminates the whole domain. For the lowest values of the Reynolds number, the stochastic dynamics competes with a deterministic growth regime of localised perturbations. The latter, rather unexpectedly, is related to the existence of a *snaking* regime where multiple unstable localised solutions of the Navier-Stokes equations co-exist.

1 Statistical analysis

In this study we are interested in determining numerically the velocity at which a laminar/turbulent interfaces moves through a shear flow. Because of its simplicity, we will consider the example of plane Couette flow, which has zero net flux. Plane Couette flow is the flow sheared between two parallel plates of velocities $\pm U$ in the streamwise direction x , separated by a gap $2h$ in the wall-normal direction y . The spanwise direction is noted z . The three-dimensional flow is governed by the incompressible Navier-Stokes equations with no-slip boundary conditions at both walls $y = \pm 1$. Velocities, time and space are non-dimensionalised by U , h and $\frac{h}{U}$, respectively. It is known that this flow admits a steady 1D solution $u(y) = \frac{Uy}{h}$ which is linearly stable for all Re , where $Re = \frac{Uh}{\nu}$ is the Reynolds number, with ν the kinematic viscosity of the fluid.

The spectral representation of the flow is based on Chebyshev polynomials in the y -direction, and a discrete Fourier decomposition in both x and z . This implies periodic boundary conditions in the in-plane directions, with the associated wavelengths noted respectively L_x and L_z . Time-stepping is achieved by a fourth-order Runge-Kutta integrator with adaptative variable timestep. The number of spectral modes is determined by the triplet $\mathbf{N} = (N_x, N_y, N_z)$, with the extra use of a $\frac{3}{2}$ -dealiasing rule for the evaluation of the nonlinear terms. We perform well-resolved simulations in a domain $D1$ of size $(L_x, L_z) = (10.417, 250)$, using a resolution $\mathbf{N} = (32, 49, 1024)$. For the simulations at the lowest values of Re , the slow spreading

of localised perturbations made it possible to use a shorter domain $D2$ of size $(L_x, L_z) = (10.417, 125)$ with half the number of collocations points in the spanwise direction, i.e. $\mathbf{N} = (32, 49, 512)$. The short streamwise extent L_x is used as a numerical trick forcing potential laminar/turbulent interfaces to be orthogonal to the spanwise direction z , preventing the formation of a secondary large-scale flow around localised spots. Note that a very similar geometry has been used by Barkley & Tuckerman (Fig. 15 in [7]) in quenching experiments with $(L_x, L_z) = (10, 120)$. More recently, edge states and other finite-amplitude solutions were found in a similar geometry with $(4\pi, 16\pi)$ [6].

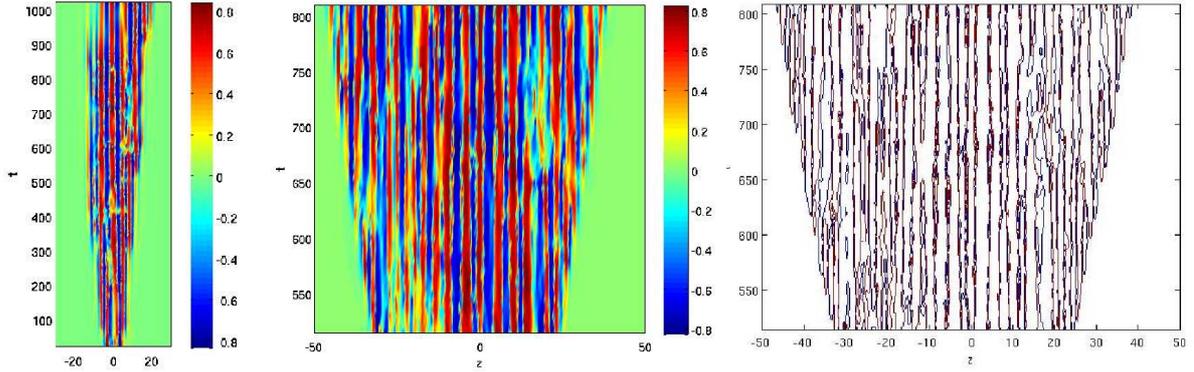


FIG. 1. Space-time (z, t) diagrams for $Re = 350$ (left) and $Re = 500$ (middle, right). Displayed are the quantity $Y(z, t)$ (left, middle) and the iso-contours $Y(z, t) = \pm 0.2$ (right)

The diagrams shown in Figure 1 and 5 corresponds to two realisations at $Re = 350$ and $Re = 500$. The visualised quantity corresponds here to

$$Y(z, t) = \{y | \langle u \rangle_x = 0\}, \quad (1)$$

the wall-normal coordinate of the $\langle u \rangle_x = 0$ iso-surface, where $\langle u \rangle_x$ is the streamwise velocity averaged over the wavelength L_x . This quantity has been chosen because it is zero in the laminar phase and departs away from zero in the presence of turbulent bursts. Taking $|Y| = 0.2$ in Eq. 1 as a criterion to locate the laminar/turbulent interface in absolute value has proven a robust choice.

The turbulent zone is here delimited by two asymmetric fronts. Each of the two fronts clearly moves from or towards the turbulent area in discrete steps, gaining or losing one streak (occasionally several streaks). The time interval between two successive events is not constant, requesting statistical description. The distance along which the front has progressed or retreated during one of these events is also not constant, firstly because streaks do not possess a uniquely defined spanwise wavelength, secondly because several streaks can be gained or lost at the same time. A convenient description of the motion of each front, well-adapted to a statistical analysis, is possible within the frame of continuous-time random walks (CTRW) [5]. Retreat and progress of a given interface are seen here as two competing and complementary events occurring suddenly on a distance Δz (the "jump length") after a time T ("the waiting time"). The CTRW process is here as asymmetric since the probabilities for the two events is not expected to be identical, statistically inducing a drift of the front in one direction or the other. If g refers to progress events and r to retreat events, four cumulative probability distributions are needed to characterise the whole process :

- $P_g(T > t)$ (resp. $P_r(T > t)$) : the probability that the next event be a *progress* (resp. *retreat*) event after a waiting time T being larger than a time t ;
- $P_g(\Delta z > L)$ (resp. $P_r(\Delta z > L)$) : the probability that the next event be a *progress* (resp. *retreat*) event with a jump length Δz being larger than a distance L .

Proper application of this formalism demands that Δz and T be treated as statistically independent variables, and that Δz and T be independent of time and space, i.e. that the statistical properties of

those two variables do not depend of the current position of the front. By convention we will consider all values of Δz positive, assuming that a positive drift corresponds to a g event and a negative drift to a r event. The various values of Δz and T are directly measured from diagrams such as Fig. 1 (right). They are gathered over a large number of independent realisations for each value of Re in the range [230 : 650], yielding the four cumulative probability distributions required. Fig. 2 clearly suggests that the cumulative distributions P_g and P_r for the waiting times are well fitted by exponential distributions. This corresponds to a memoryless process for the waiting times regardless of which event is considered ("g" or "r"). Exponential scaling also holds reasonably well for the cumulative distributions of the jump lengths, see Fig. 3. The implications are strong : as long as the exponential scaling holds, the motion of the front can be thought of as a Gaussian (normal) diffusion process.

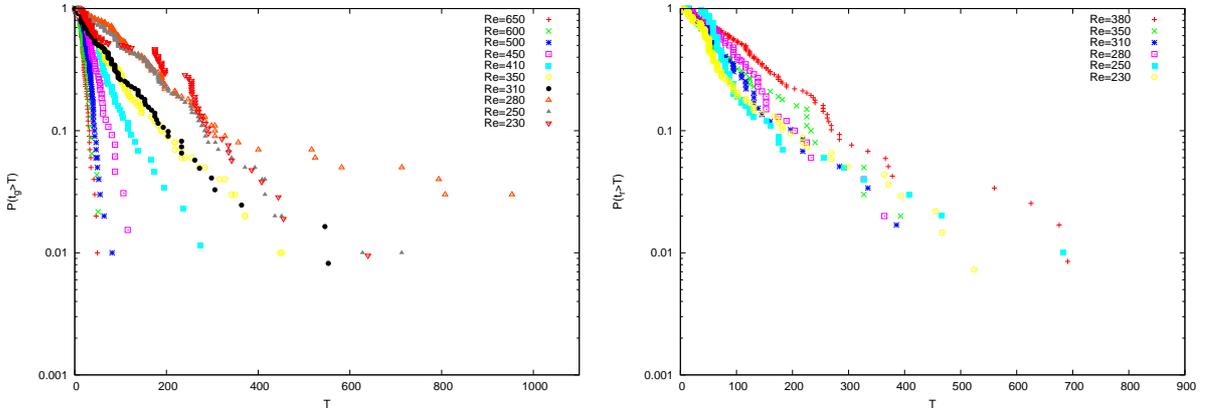


FIG. 2. Cumulative probability distributions for the waiting times $P_g(T > t)$ (top) and $P_r(T > t)$ (bottom) for various values of Re .

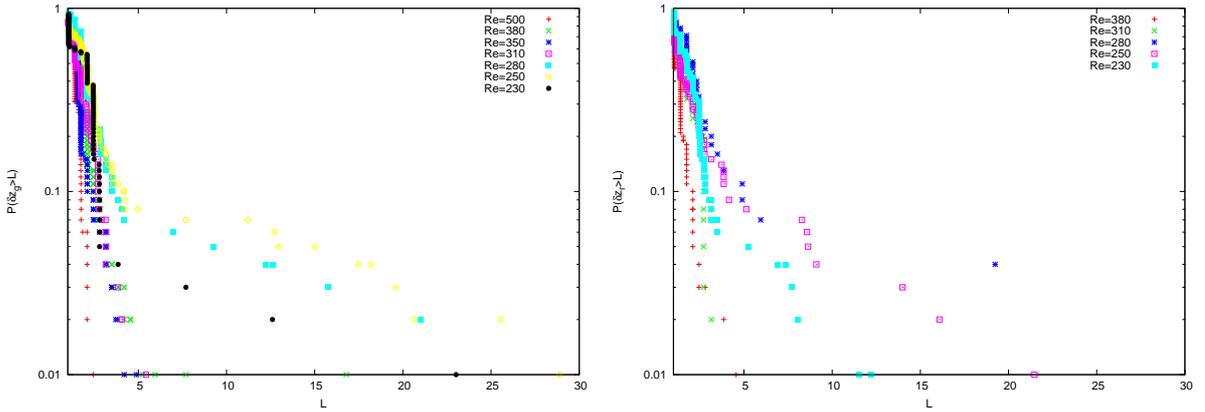


FIG. 3. Cumulative probability distributions for the waiting times $P_g(\Delta z > L)$ (top) and $P_g(\Delta z > L)$ (bottom) for various values of Re .

A comparison of the distributions corresponding to nearly all values of Re investigated is shown in Figure 2 for the waiting times and Figure 3 for the jump lengths. A clear Poissonian trend emerges for $P_g(T)$ and $P_g(\Delta z)$ for $Re \geq 300$ with a slope monotonously decreasing with Re . The cases $250 \leq Re \leq 290$ are less clearly amenable to an interpretation as a memory-less process, because of the presence of extreme events (very long waiting times and/or long jumps). The data is here insufficient to decide whether

the extreme events only produce unconverged statistics (still ruled by Poissonian dynamics) or if another tail is emerging with a different (possibly anomalous) scaling. For $Re = 230$ (see Fig. 2) and below (not shown), the global deviation from exponential is strong, suggesting a different process. Description of the retreat statistics $P_r(T)$ and $P_r(\Delta z)$ reveals the same trends, however their slopes increase in absolute value with increasing Re . Furthermore, the analysis is blurred at high Re by the rarity of retreat events compared to progress events : above $Re \geq 400$, the occurrence of retreat events would demand too much simulation time (or equivalently too many independent realisations) to produce converged statistics.

Interpolation of the slopes in Fig. 2 directly yields the average values. We exploit this property to compute the conditional averages $\langle T_g \rangle$ (resp. $\langle T_r \rangle$), i.e. the average waiting time given that the next event is a "g" event (resp. an "r" event), and equivalently the conditional averages $\langle \Delta z_g \rangle$ and $\langle \Delta z_r \rangle$. Error bars are computed by comparing undersampled distributions in a Bayesian way, constantly excluding events depicted as rare ones. As expected from Fig. 2, Fig. 4 (left) shows that the conditional average time $\langle T_g \rangle$ decreases monotonously with Re while $\langle T_r \rangle$ monotonously increases with it. The two averages thus safely cross at a given value of Re , $Re_{c1} = 320 \pm 10$. The interpretation is straightforward : for $Re > Re_{c1}$, the probability is higher than the next event shall be a progress event than a retreat event, regardless of the history of the front, while retreat events are favoured statistically for $Re < Re_{c1}$. The two average times coincide exactly only for $Re = Re_{c1}$. Note the closeness of Re_{c1} to the experimental thresholds $Re_g \approx 325$ in large domains. Strictly speaking, this does not mean that the front is statistically steady at $Re = Re_{c1}$ since the jump length distributions must also be included in the picture. Figure 4 (right) shows that $\langle \Delta z_g \rangle$ decreases slowly with Re . $\langle \Delta z_r \rangle$, in the range where data is available, also shows a decreasing behaviour. Rather than the expected high- Re trend, the most striking feature of Fig. 4 (right) is the tendency of both $\langle \Delta z_g \rangle$ and $\langle \Delta z_r \rangle$ to grow large at low Re , up to much larger values than the width of a streak. This confirms the observation that a large set of streaks can be either gained or lost brutally near the interface, consistently with an increase of the spanwise correlation length at low Re .

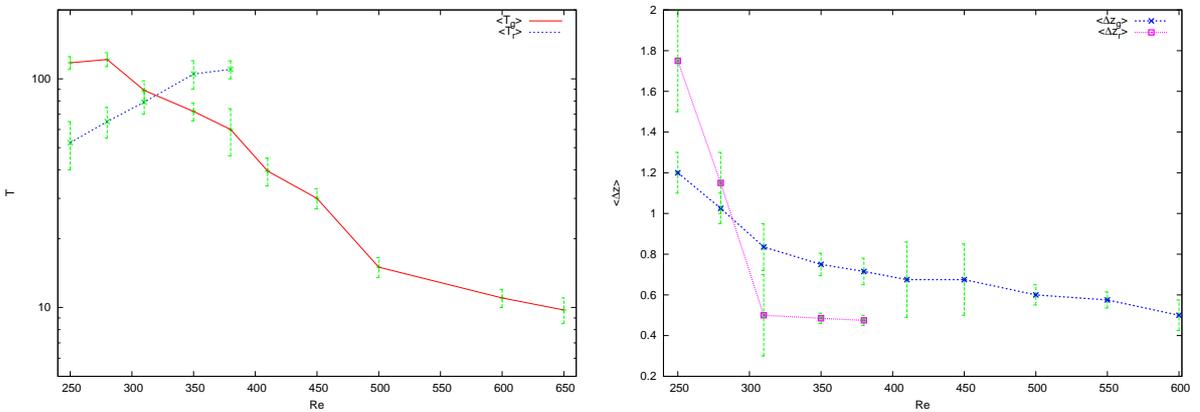


FIG. 4. Mean waiting times (left) and mean jump length (right) vs. Re .

2 Depinning transition

The results of the previous section point out that the assumption for Gaussianity breaks down for the lowest values of Re . From $Re \sim 280$ down to $Re = 217 \pm 1$, some unexpected non-trivial (not necessary "turbulent") dynamics is observed, characterised by phases of regular growth over a time much longer than predicted by low- Re extrapolation of the previous distributions (see Figure 5). These long growth phases are very reminiscent of the depinning transition predicted in the vicinity of a homoclinic snaking

region in extended one-dimensional systems parametrised by one governing parameter r (see Figure 14 in Ref. [1]). Homoclinic snaking is observed in ordinary differential equations where a non-trivial (“patterned”) steady state with a spatially periodic structure bifurcates subcritically from a trivial homogeneous (“laminar”) solution. The non-trivial branch then bifurcates into two branches which can be traced down the governing parameter and begin to intertwingle inside a narrow range $[r_1 : r_2]$, giving rise to a multiplicity of steady localised states pinned to the non-localised patterned state. Analysis in the case of the Swift-Hohenberg equation has shown that for $0 < \delta = r - r_2 \ll 1$, depinning of the fronts occurs, i.e. the fronts are no longer stationary yet drift so that the patterned state invades the whole domain, with a velocity scaling as $O(\delta^{\frac{1}{2}})$ (see Figure 14 in Ref. [1]). Recently, Schneider et al. have considered the case of pCf with periodic boundary conditions in x and z with extension in the z direction, taking $(L_x, L_z) = (4\pi, 16\pi)$ [6]. This is qualitatively very similar to the quasi-1D geometry considered here. They have identified a snaking region in an interval $[Re_{s1} : Re_{s2}] \approx [170 : 175]$ containing a series of z -localised solutions, either steady or travelling slowly in the x -direction. More recently, these authors have investigated the L_z -dependence of the snaking interval, showing that Re_{s2} rapidly increases with decreasing L_z , suggesting the range $\approx 201 - 213$ for $L_z = 10.417 \approx 3.3\pi$ [4].

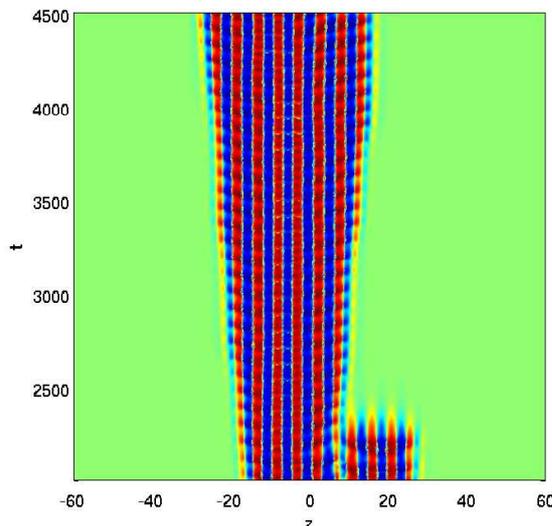


FIG. 5. Space-time (z, t) diagram for the quantity $Y(z, t)$; $Re=220$

In order to verify that the long phases of growth are related to the depinning transition, a set of simulations has been analysed for several values of Re between 190 and 280, all starting from the same turbulent state obtained in a previous run at $Re=250$. Since we are interested here in long growth phases rather than on retreat/progress events on a short time-scale, we have deliberately selected only growth events with a constant velocity on a time scale $\Delta T > 1000$. An interpolation is then performed directly from space-time diagrams such as the one in Fig. 5, yielding the front velocity $c = \frac{\Delta z}{\Delta T}$. We have checked that c scales like $O(\sqrt{Re - Re_{s2}})$, with Re_{s2} given by $\approx 217 \pm 1$ (see Figure 6). The match with available data is thus very satisfying, especially given the discrepancy in the values of L_x considered.

3 Conclusions

We have investigated the dynamics of a laminar-turbulent interface in plane Couette flow, in the special case where the interface is parallel to the mean flow direction. The motion appears as a stochastic process above $Re \geq 280$, with an average speed increasing from negative values at low Re to positive values

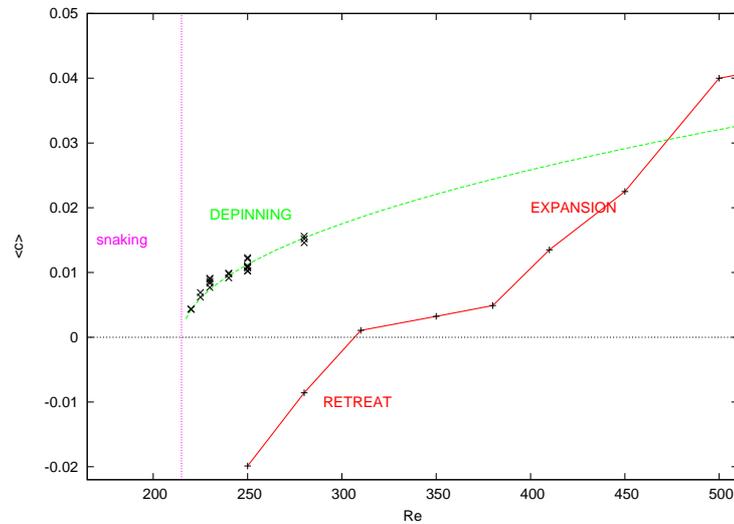


FIG. 6. Bifurcation diagram showing the competition between the deterministic depinning branch and the stochastic branch

at higher Re . Interestingly, the front velocity reaches a plateau for $Re \approx [320 : 410]$, which corresponds to the range of Re at which robust laminar/turbulent patterns are observed in experiments [3,7]. It is not excluded that the extra advection by the large-scale flow induced by turbulent fluctuations could stabilise the motion of the fronts and thus explain the robustness of the patterns. For lower values of Re , stochasticity is observed to compete with a deterministic dynamics, which we interpret as a depinning transition from the homoclinic snaking regime already identified using an other approach (as in Figure 6). Whether stochastic and deterministic branches bifurcate one from another or whether these are two disconnected phenomena remains to be investigated.

Références

1. J. BURKE & E. KNOBLOCH, Localized states in the generalized Swift-Hohenberg equation, *Physical Review E*, **73**, 056211 (2006).
2. O. DAUCHOT & F. DAVIAUD, Finite amplitude perturbation and spots growth mechanism in plane Couette flow, *Physics of Fluids*, **7**, 335-343 (1995).
3. Y. DUGUET, P. SCHLATTER & D. S. HENNINGSON, Formation of turbulent patterns near the onset of transition in plane Couette flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **650**, 119-129 (2010).
4. J. F. GIBSON, *private communication* (2011).
5. E. W. MONTROLL & G. H. WEISS, Random walks on lattices, *Journal of Mathematical Physics*, **6**, 167 (1965).
6. T. M. SCHNEIDER, J. F. GIBSON & J. BURKE, Snakes and ladders : localized solutions of plane Couette flow, *Physical Review Letters*, **104**, 104501 (2010).
7. L. S. TUCKERMAN & D. BARKLEY, Turbulent-laminar patterns in plane Couette flow, *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition and Finite Amplitude Solutions*, Eds. T. Mullin & R. Kerswell, pp. 107–127, Springer, Dordrecht (2005).

Instabilité micro-onde dans les paquets d'électrons relativistes sur anneaux de stockage

Clément Evain, Joanna Barros, Alexandre Louergue, Marie-Agnès Tordeux, Ryutaro Nagaoka, Marie Labat, Lodovico Cassinari, Gaëlle Creff, Laurent Manceron, Jean-Blaise Brubach, Pascale Roy, & Marie-Emmanuelle Couprie

Synchrotron SOLEIL, Saint Aubin, BP 34, 91 192 Gif-sur-Yvette, France
clement.evain@synchrotron-soleil.fr

Résumé. Dans les centres de rayonnement synchrotron, l'interaction d'un paquet d'électrons avec le rayonnement qu'il émet entraîne des comportements dynamiques complexes. En particulier, des instabilités spatio-temporelles apparaissent typiquement lorsque la charge dépasse une valeur seuil, ce qui représente une limitation fondamentale pour certains modes d'utilisation des anneaux de stockage. En parallèle ces effets sont également étudiés car ils permettent d'obtenir une émission de rayonnement cohérent TéraHertz. Des expériences menées à SOLEIL, en combinaison avec des simulations numériques, montrent que cette instabilité, appelée instabilité micro-onde, est due à la formation par intermittence de micro-structures dans les paquets d'électrons. Ces travaux indiquent une dynamique riche, faisant intervenir des processus d'amplification de structures, d'amortissement et de diffusion.

Abstract. In synchrotron radiation centers, interaction between an electron bunch with its emitted radiation leads to complex behaviour. In particular, spatio-temporal instabilities arise when the bunch charge exceed a threshold value, limiting some operation of the storage ring. Besides, these effects are studied as they permit to produce a strong coherent synchrotron radiation in the Terahertz range. Experiments at SOLEIL, in association with numerical simulations show that the so-called microbunching instability is due to irregular apparition of micro-structures in the electron bunch. These works point out a rich dynamics including structure amplification, damping and diffusion.

1 Introduction

Dans les anneaux de stockage (Fig. 1), des paquets formés de milliards d'électrons circulent à une vitesse relativiste pour produire un rayonnement synchrotron, utilisé par les lignes de lumière pour sonder la matière. Ce rayonnement est émis lorsque les électrons sont accélérés, principalement dans des aimants de courbure et dans des onduleurs (composés d'une alternance d'aimants nord/sud créant un champ magnétique périodique permanent, faisant prendre aux électrons une trajectoire sinusoïdale). Les centres de rayonnement de troisième génération comme SOLEIL sont caractérisés par des paquets de faibles dimensions et divergences transverses. Longitudinalement, le rayonnement est ordinairement incohérent puisque les émissions provenant des différents électrons d'un même paquet ne sont généralement pas en phase. Toutefois, il est possible d'obtenir un rayonnement cohérent dans le domaine TéraHertz en raccourcissant la longueur du paquet (typiquement jusqu'à 1 ps, contre la dizaine de ps en mode normal) en utilisant un mode de réglage particulier des champs magnétiques de l'anneau, appelé mode de « faible facteur de compression des moments » (ou mode *low- α* , α désignant le facteur de compression des moments). Dans ce mode, le rayonnement peut être émis de manière cohérente dans le domaine du TéraHertz puisque les longueurs d'onde associées sont plus longues que la taille du paquet, permettant de gagner plusieurs ordres de grandeur en puissance par rapport au rayonnement incohérent, rendant ce type de source très recherché [1,2]. Néanmoins, lorsque le nombre d'électrons dans un paquet dépasse une valeur seuil, une instabilité apparaît, rendant le rayonnement THz cohérent trop instable pour être utilisé [3]. Cette instabilité appelée instabilité micro-onde est observée depuis plusieurs années dans les anneaux de stockage [1,3,4,5]. Dans cet article, nous présentons les études faites au synchrotron SOLEIL sur cette instabilité.

Après une brève introduction du synchrotron SOLEIL, nous montrerons les caractéristiques du signal THz émis en dessous et au dessus du seuil d'instabilité, le rayonnement THz étant le principal diagnostic de l'instabilité micro-onde. Grâce à des simulations numériques, comparées aux données expérimentales, nous pourrions comprendre la formation et l'évolution de structures dans le paquet d'électrons.

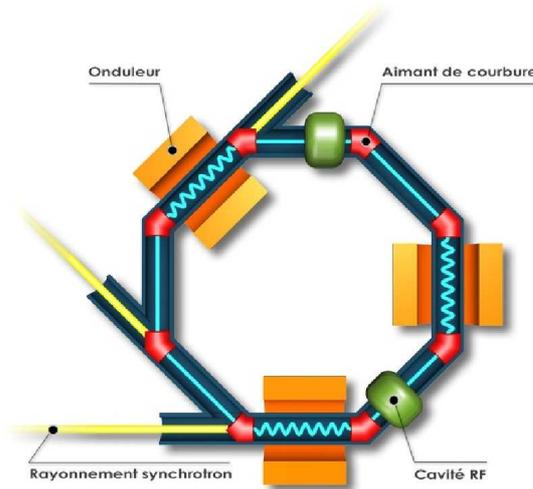


FIG. 1. Après leur accélération dans un accélérateur linéaire puis dans un « booster » (non affiché), les électrons ayant acquis leur énergie nominale circulent dans l'anneau de stockage. Ils sont déviés de leur trajectoire rectiligne par des aimants de courbure. Le rayonnement synchrotron est émis lorsque les électrons sont déviés, principalement dans les aimants de courbures et dans les onduleurs. À chaque tour d'anneau, les électrons sont accélérés par les cavités RF pour compenser l'énergie perdue par émission du rayonnement.

2 Présentation du synchrotron SOLEIL

Le synchrotron SOLEIL, situé à Saint-Aubin près de Paris, fonctionne depuis 2006. Les électrons circulant dans l'anneau fournissent actuellement un rayonnement pour 24 lignes dont 8 sur aimants de courbures (dont la ligne Téraherz/infrarouge AILES) et 16 sur onduleurs, couvrant un domaine spectral s'étendant du Téraherz aux rayons X-durs [6]. Le mode classique d'utilisation est un remplissage de l'anneau avec 416 paquets, totalisant une charge de 400 mA (500 mA après la validation des tests de radio-protection). En 2010, 4905 heures ont été réservées pour fournir du rayonnement aux lignes de lumière et 1200 heures pour l'étude et la modification du synchrotron. Le tableau ci-dessous donne quelques paramètres du synchrotron SOLEIL.

TAB.1. Paramètres du synchrotron SOLEIL.

Circonférence (m)	354
Énergie nominale E_0 (GeV)	2.75
Dimension transverse du paquet (en sections droites moyennes) σ_x (μm), σ_y (μm)	182, 8.11
Rayon R (m) et longueur L (m) des aimants de courbure	5.39, 1.05
Facteur de compression des moments nominal α_0	$4.3 \cdot 10^{-4}$
Longueur RMS des paquets en mode α_0 (ps)	13.8

3 Signal TéraHertz proche du seuil de l'instabilité micro-onde

Le rayonnement THz est le principal diagnostic de l'instabilité micro-onde, puisque lorsque qu'une structure apparaît dans le profil longitudinal du paquet, un rayonnement cohérent intense est émis. Le rayonnement THz a été enregistré sur la ligne TéraHertz/infrarouge AILES, utilisant un rayonnement synchrotron émis au niveau d'un aimant de courbure. En sortie de la ligne, au niveau de la station expérimentale, le signal THz est divisé en deux parties (Fig. 2) par une séparatrice de Mylar de 6 μm . La première partie est directement enregistrée par un bolomètre InSb refroidi à 4,2 K de résolution temporelle allant jusqu'à la microseconde (IR Labs), permettant de connaître l'évolution temporelle du signal THz. La seconde partie passe à travers un interféromètre de Michelson (Bruker IFS 125) avant d'être enregistrée par un autre bolomètre refroidi à 4,2 K, fournissant les informations spectrales.

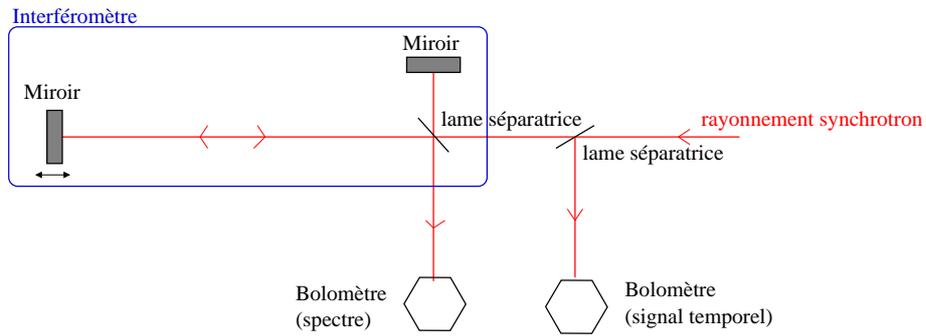


FIG. 2. Schéma du dispositif expérimental de la ligne de lumière THz/IR AILES. Le signal provenant de l'émission des électrons au niveau d'un aimant de courbure est séparé en deux par une lame séparatrice. La première partie du signal est directement enregistrée par un bolomètre et la deuxième passe par un interféromètre avant d'être enregistrée par un deuxième bolomètre.

La figure 3 présente l'évolution temporelle et spectrale typique du rayonnement THz lorsque le nombre d'électrons (ou le courant I , proportionnel au nombre d'électrons) dans un paquet est augmenté. Les expériences ont été effectuées avec un seul paquet dans l'anneau en mode $\alpha_0/10$. Pour un courant suffisamment faible ($I = 0.15$ mA), le signal temporel THz est stable (Fig. 3a) et le signal observé sur le spectre est très faible, signature d'un rayonnement incohérent (Fig. 3d). Pour un courant plus élevé ($I = 0.20$ mA), le signal temporel THz reste relativement stable (Fig. 3b), et l'augmentation de certaines composantes spectrales indique qu'une partie du rayonnement est cohérent (Fig. 3d). Enfin, pour un courant légèrement plus élevé ($I = 0.35$ mA), le signal temporel devient fort instable (Fig. 3c) et le spectre associé très bruyant (Fig. 3d).

4 Observation des micro-structures

Le rayonnement THz cohérent est un diagnostic important pour comprendre ces instabilités puisqu'il indique la présence de modulation dans le paquet d'électrons. Toutefois une observation directe des électrons n'est pas possible expérimentalement. Pour comprendre plus précisément le comportement des électrons lors de l'instabilité, nous avons réalisé des simulations numériques.

La dynamique des électrons est décrite par un code dit "macro-particulaires". Chaque macro-particule représente plusieurs électrons. Le type de dynamique étudié est bien décrit par la dynamique longitudinale [7], et chaque macro-particule est définie par deux coordonnées : sa position longitudinale z et son énergie associée p . La position (z,p) de chaque macro-particule est calculée à chaque tour d'anneau. À chaque tour, une macro-particule perd de l'énergie puisqu'elle a émis un rayonnement synchrotron. Ce rayonnement est émis de manière stochastique du fait des propriétés quantiques d'émission, ce qui induit

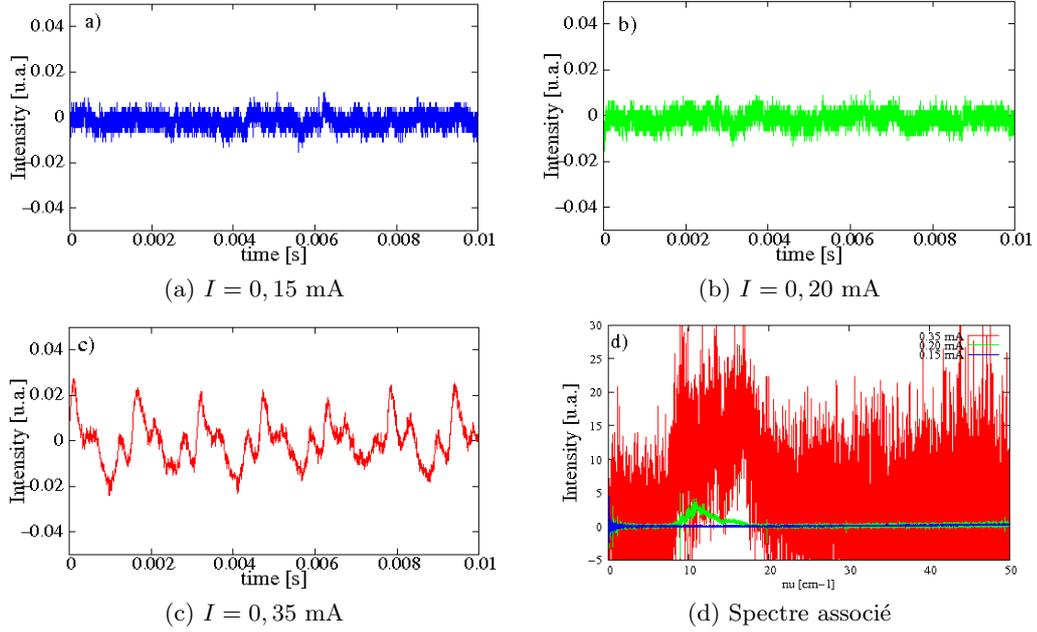


FIG. 3. Signal THz enregistré en mode *low-alpha* ($\alpha = \alpha_0/10$ avec α_0 le facteur de compression des moments nominal). Séries temporelles pour différents courants (a-c) et spectre associé (d) avec une résolution de $0,004 \text{ cm}^{-1}$.

de la diffusion en énergie, qui atténue les structures qui peuvent se former dans le paquet. À chaque tour, la macro-particule est aussi accélérée lors de son passage dans les cavités RF, pour compenser les pertes d'énergies dues au rayonnement. La position longitudinale d'une macroparticule change aussi en fonction de son énergie, puisque le rayon de courbure de la trajectoire des électrons dans l'anneau dépend de l'énergie des électrons. En ne prenant en compte que ces éléments, la dynamique du paquet des électrons est toujours stable et le paquet d'électrons composé de l'ensemble des macro-particules a une forme gaussienne dans les deux directions de l'espace des phases (z, p).

L'élément qui déclenche l'instabilité provient d'effets collectifs, en particulier de l'interaction des électrons avec leur propre rayonnement. Par exemple dans un aimant de courbure, où l'émission par un électron situé à l'arrière du paquet peut interagir avec un électron situé à l'avant du paquet (Fig. 4). L'interaction entre le rayonnement synchrotron et les électrons dans un aimants de courbure a été calculée d'après [8].

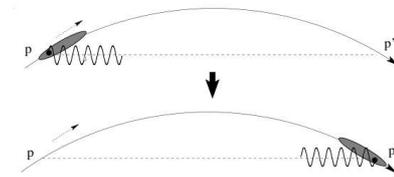


FIG. 4. Schéma de l'interaction du paquet d'électrons avec le rayonnement qu'il émet dans un aimant de courbure. Les électrons de l'arrière du paquet agissent sur ceux du début. D'après [9].

Les simulations numériques montrent que durant l'émission de bouffées de rayonnement THz cohérent, il se forme et se propage dans le profil longitudinal $\rho(z)$ du paquet d'électrons une structure (Fig. 5a). Un point intéressant est qu'une signature de l'évolution de ces structures se retrouve dans le rayonnement THz cohérent (Fig. 5b), et permet de comparer les résultats numériques aux résultats expérimentaux (Fig. 5c). Cette signature est une composante fréquentielle du signal THz cohérent, que l'on retrouve à