Projet bibliographique

Le Preheating.

Benjamin Topper,
Sous la supervision de J-P Uzan.
Lundi 8 Juin 2009

Documents utilisés

- Document principal « Toward the theory of reheating after inflation »
hep-ph/9704452 - L.Kofman, A.Linde. A.Starobinsky

- « Structure of Resonance in Preheating after Inflation »
hep-ph/9705347 - Patrick B. Greene, Lev Kofman, Andrei Linde, Alexei A. Starobinsky

- « On the Theory of Fermionic Preheating»
hep-ph/0003018 - Patrick B. Greene, Lev Kofman

Cadre général : l'inflation

- Modèle standard du **Big Bang**: l'univers était chaud.
- Mais une periode d'**inflation**: univers **froid** et **vide**
  Anisotropies du FDC en accord avec les prédictions du modèle de l'inflation sur les fluctuations primordiales (cohérentes, Gaussiennes, adiabatiques, et approximativement invariantes d'échelle), univers plat, horizon,....
- Contradiction ?

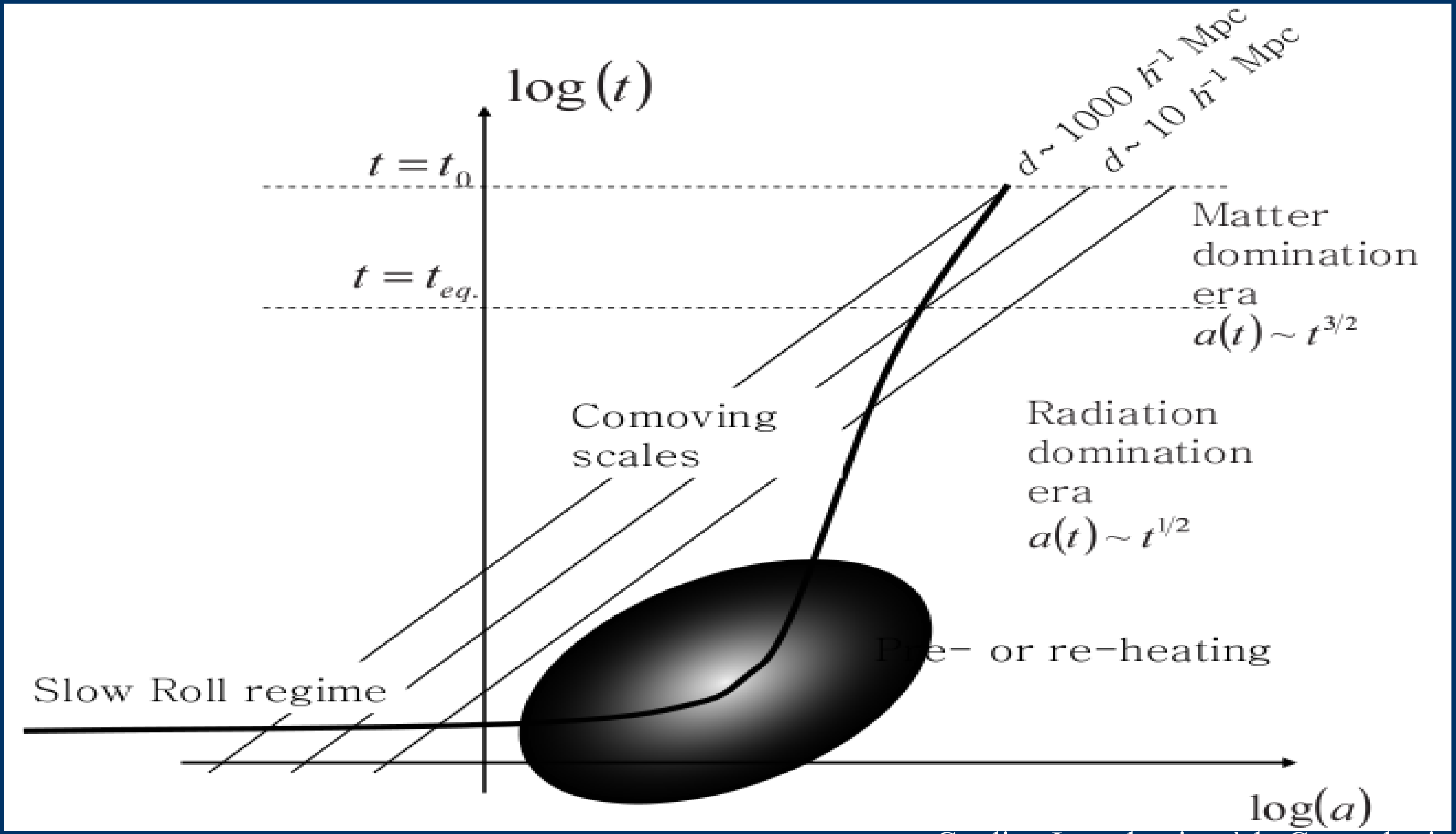
Cadre général : le reheating

- Nécessité de raccordement: le **reheating**
  post-inflation ($H \sim \Gamma$)
  réchauffement lent et thermalisation (T_r)
- Désintégrer l'inflaton dans toutes les particules du modèle standard.
- Contrainte: couplage faible de l'inflaton aux champs = température faible de thermalisation
- Problème: **inefficace**.

Cadre général: le preheating

- Nécessité d'un **preheating**
  post-inflation
  pre-reheating
  Désintègration en particules
- Résonances paramétriques ; certains modes de l'inflaton se désintègrent **exponentiellement**: très efficace !
- Modifie T_r
- Difficultés: univers en **expansion**, **rétroaction** des particules produites.

Cadre général III



Credits: Introduction à la Cosmologie (F. Bernardeau)

L'inflaton se désintègre en particules (preheating) qui se thermalisent (reheating)

Preheating - Minkowski I

- Modèle d'inflation simple avec un potentiel d'interaction du type $V=g^2\Phi^2\chi^2$
- A partir de l'équation d'évolution de chaque mode, on obtient une **équation de Mathieu:**

$$\chi_k'' + (A_k - 2q\cos 2z)\chi_k = 0.$$

$$A_k = k^2/m^2 + 2q,\ q = g^2\Phi^2/4m^2,\ z = mt.$$

- Solutions de la forme $\chi(t) \sim \exp(\mu z)$
- Correspondent à une **croissance exponentielle** du nombre d'occupation = **production de particules**
- Diagramme de **stabilité**

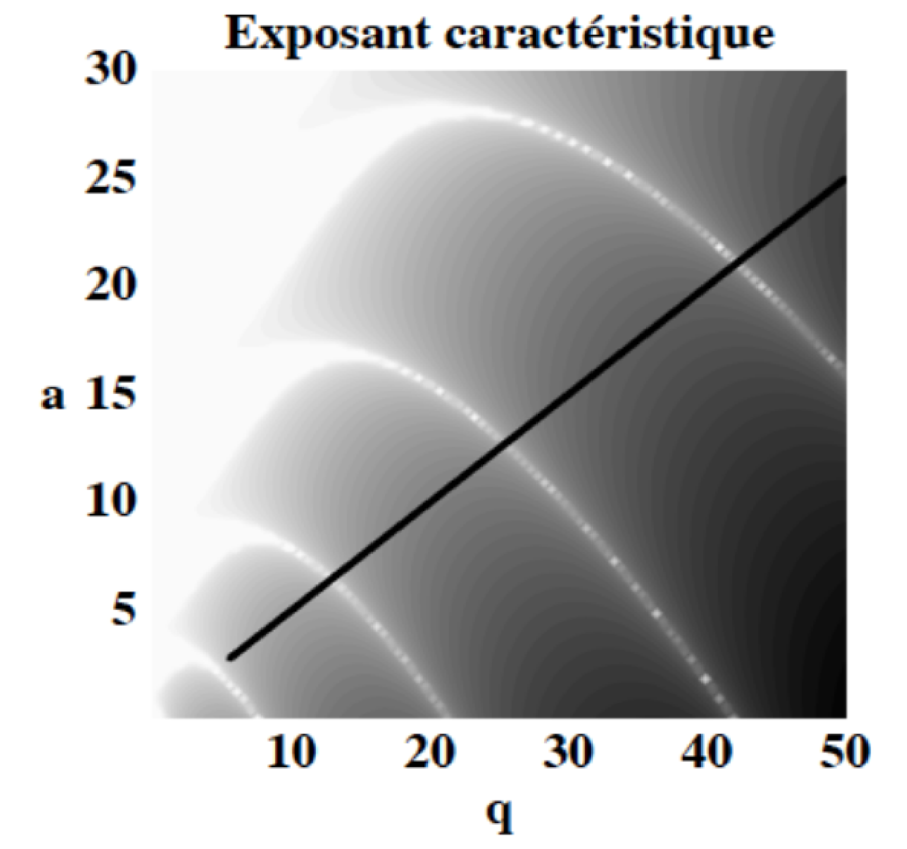
Diagramme de stabilité

- Nombre d'occupation:

$$n_{\mathbf{k}} = \frac{1}{2\omega_{\mathbf{k}}}\left|\frac{\mathrm{d}(a^{3/2}\chi_{\mathbf{k}})}{\mathrm{d}t}\right|^2 + \frac{1}{2}\omega_{\mathbf{k}}(a^{3/2}\chi_{\mathbf{k}})^2 - \frac{1}{2}.$$

La ligne continue correspond àA=2q; en gris les zones d'instabilité de l'équation de Mathieu

La résonance à lieu pour les modes $k^2/m^2 \sim A-2q$



Preheating – Minkowski II

- Masse effective, fréquences des oscillations de χ

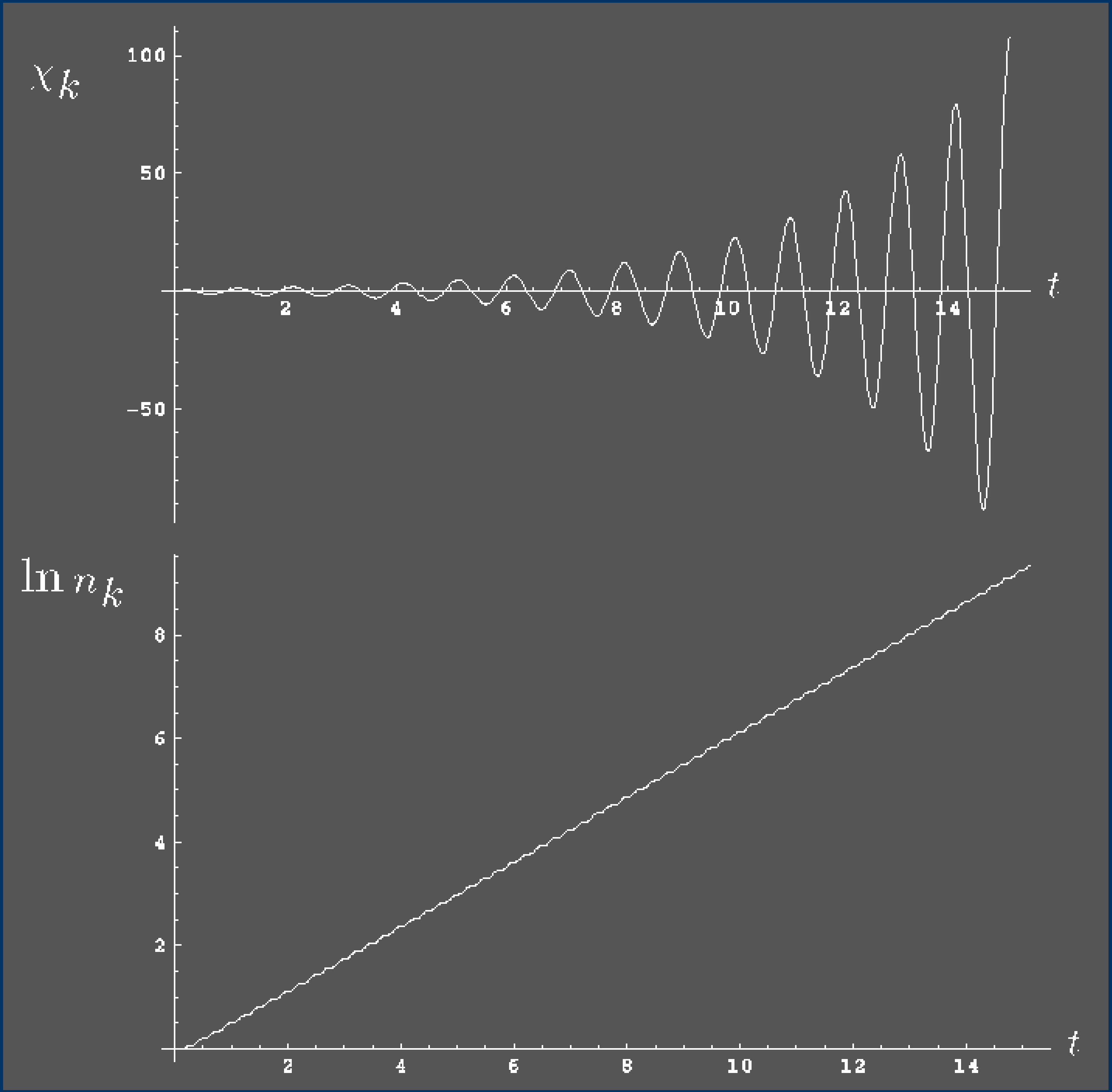
$$m_\chi(t) = g\,\phi(t)$$

$$\omega(t) = \sqrt{k^2 + g^2\phi^2(t)}$$

- Dans le régime des **résonances étroites**, la production de particules est exponentielle.
- Dans le régime des **larges résonances** (q>>1), on a production de particules par burst quand Φ=0 .

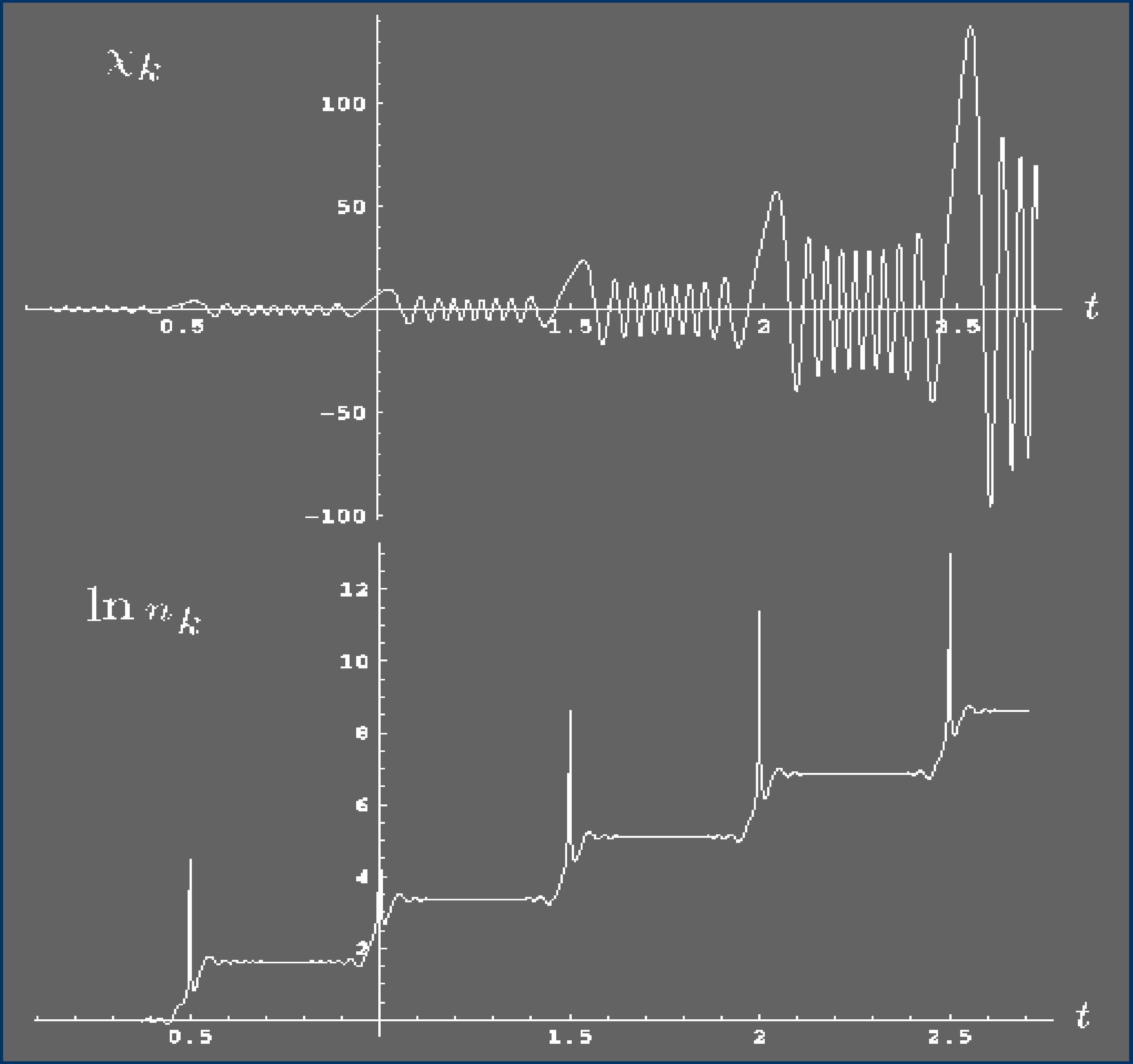
Résonnance étroite:
q ~ 0.1

Production continue, résonances faibles devant l'expansion



Résonnance large: q ~ 200

Production par burst



Preheating - UE I

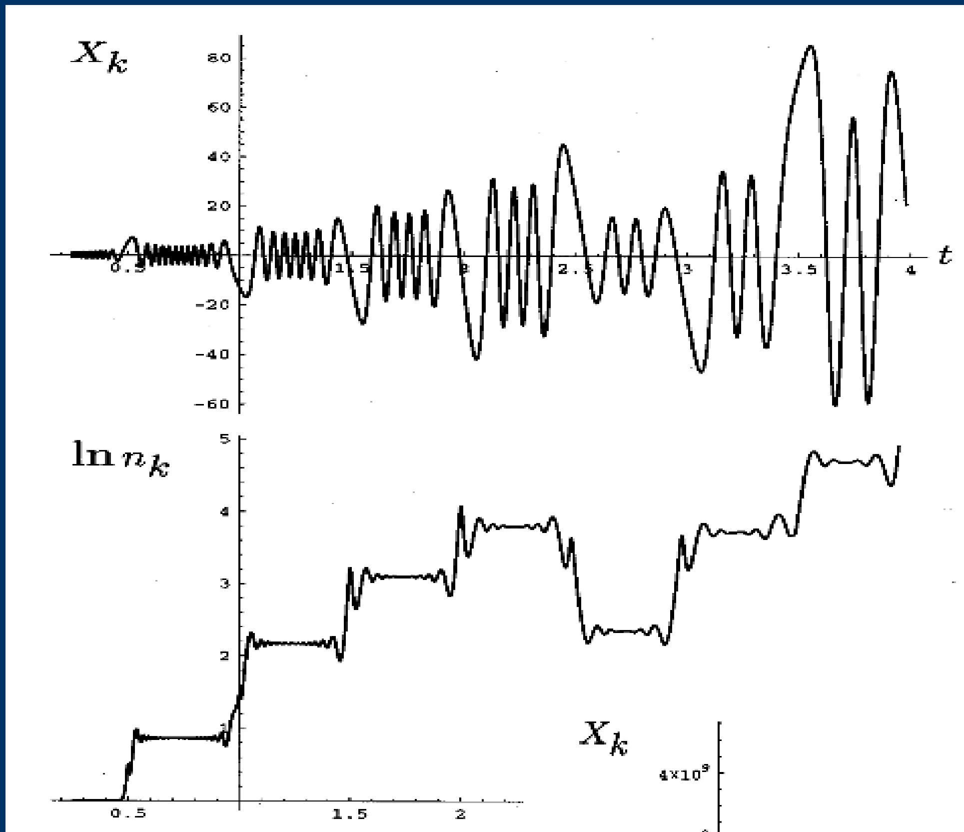
- Dans un **univers en expansion,** résonance que si $q^2 m > H$
- Equation de Mathieu: $\ddot{X}_k + \omega_k^2 X_k = 0,$
  avec $\omega_k^2 = \frac{k^2}{a^2(t)} + g^2\Phi^2 \sin^2 mt$
- Le nombre d'occupation devient alors:

$$n_k = \frac{\omega_k}{2}\left(\frac{|\dot{X}_k|^2}{\omega_k^2} + |X_k|^2\right) - \frac{1}{2}.$$

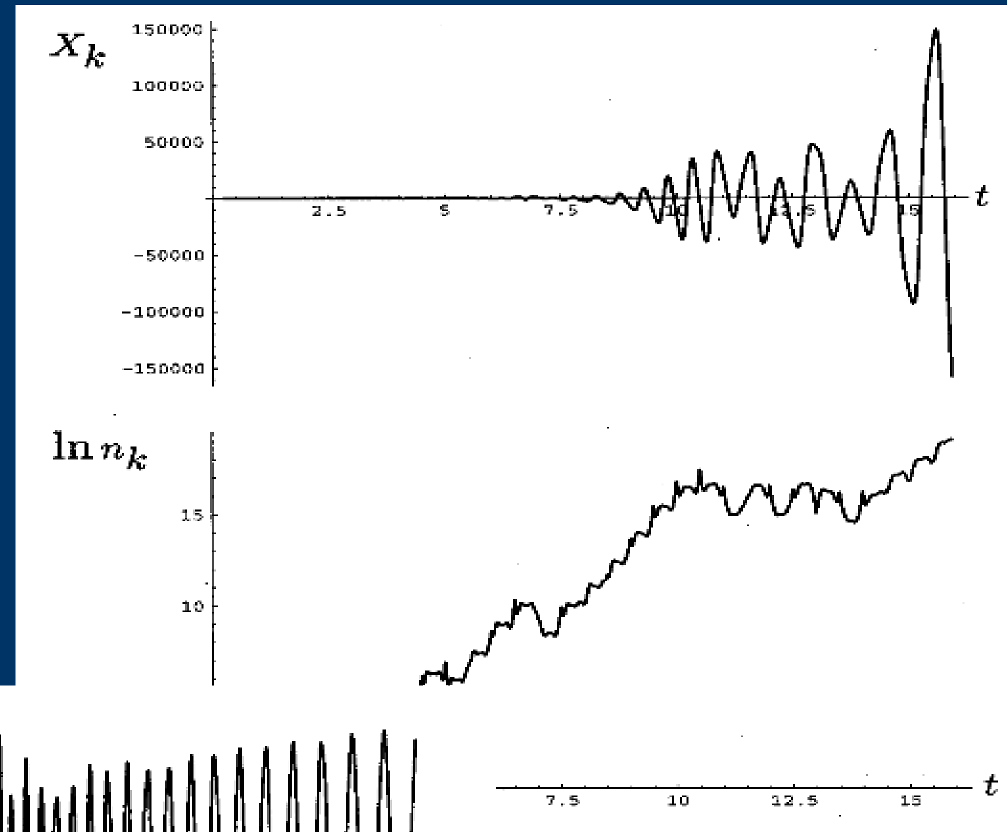
et peut décroitre (effet quantique & hors équilibre).

Preheating - UE II

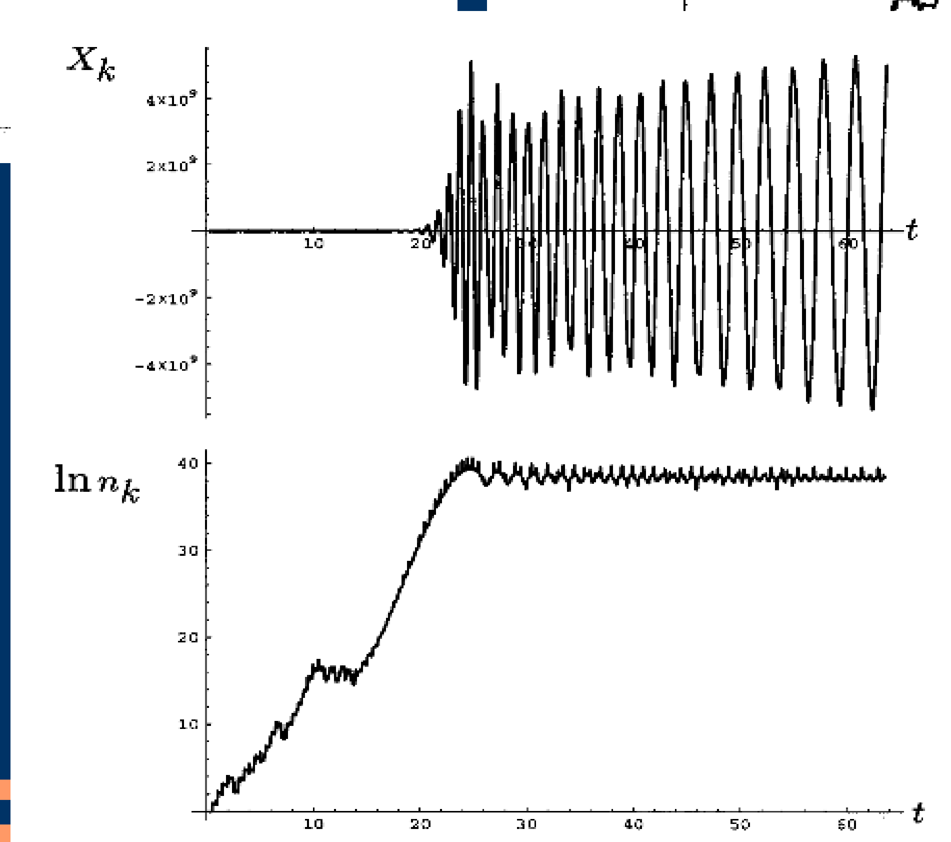
- Si $q>>1$ initialement, la résonance large dans un univers en expansion est stochastique.
  => résonance large
- L'univers croit donc **q diminue**
  => résonance étroite
- Fin de la résonance, nombre d'occupation constant.
- Décorrelation entre les phases de χ et $\Phi=0$ contrairement au cas minkoswkien.
- Indépendant de la forme du potentiel effectif pendant la phase de résonance stochastique



X_k
80
60
40
20
-20
-40
-60
0.5
1.5
2
2.5
3
3.5
4
t
$\ln n_k$
5
4
3
2
1
0.5
1.5
2



X_k
150000
100000
50000
-50000
-100000
-150000
2.5
5
7.5
10
12.5
15
t
$\ln n_k$
15
10
7.5
10
12.5
15
t



X_k
4×10⁹
2×10⁹
-2×10⁹
-4×10⁹
10
20
40
50
60
t
$\ln n_k$
40
30
20
10
10
20
30
40
50
60
t

Preheating I

- Prise en compte des **résonances** et **rétroactions** dans l'équation de Mathieu:

$$\ddot{X}_k(t)+\left(\frac{k^2}{a^2}+g^2\Phi^2\ \sin^2 mt\right)X_k(t)$$
$$=-\int dt' X_k(t')\Pi_\chi(t,t';\mathbf{k}),$$

  avec Π l'opérateur de polarisation.

- Utilisation de l'**approximation de Hartree**
- Le preheating se déroule en **deux étapes**.

Preheating II

- Etape 1: $n < m^2\Phi/g$

  On a alors: $$n_\chi(t) \simeq \frac{(gm\Phi_0)^{3/2}}{64\pi^2 a^3 \sqrt{\pi \mu m (t-t_0)}} \, e^{2\mu m (t-t_0)},$$

  jusqu'à: $$t_1 \simeq \frac{5}{4\mu m} \ln \frac{15}{g}.$$

  Les fluctuations du champ χ peuvent être très grandes (~ 10^16 GeV)

- Etape 2: les oscillations dépendent de la rétroaction des particules χ sur Φ et de la création de Φ par le processus inverse χχ->ΦΦ => perte d'efficacité

Preheating et non gaussianité

Nécessite

-interactions qui violent le slow roll

- Perturbations adiabatiques après inflation

Amplifiées par:

- Résonances (étroites)
- Rétroactions

Conclusion

- A la fin du preheating, l'inflaton est toujours là (et est la composante principale de la densité d'énergie)
- Comment finissent les résonances ? Rétroaction, modification des masses effectives,
- Baryogénèse durant le reheating (Non-équilibre thermique) ?

Extra I