# Stability and Instability of Relativistic Fluids in Slowly Expanding Spacetimes

#### Maximilian Ofner

joint with David Fajman, Maciej Maliborski, Todd Oliynyk and Zoe Wyatt

Radboud University

#### February 2025



Der Wissenschaftsfonds.

イロト イヨト イヨト

# Equations

Einstein-Euler-system:

$$\begin{aligned} \operatorname{Ric}[g]_{\mu\nu} &- \frac{1}{2} \operatorname{R}[g] g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}, \qquad \text{(Einstein)} \\ \nabla_{\alpha} T^{\alpha\mu} &= 0, \qquad \text{(rel. Euler)} \\ \rho u_{\mu} u_{\nu} &+ p(g_{\mu\nu} + u_{\mu} u_{\nu}) = T_{\mu\nu}. \end{aligned}$$

The relativistic Euler equations are equivalent to

$$u^{\mu}\nabla_{\mu}\rho + (\rho + p)\nabla_{\mu}u^{\mu} = 0,$$
  
$$(\rho + p)u^{\mu}\nabla_{\mu}u^{j} + (g^{\mu j} + u^{\mu}u^{j})\nabla_{\mu}p = 0.$$

<ロ> (日) (日) (日) (日) (日)

### Equations

Einstein-Euler-system:

$$\begin{aligned} \operatorname{Ric}[g]_{\mu\nu} &- \frac{1}{2} \operatorname{R}[g] g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}, \qquad \text{(Einstein)} \\ \nabla_{\alpha} T^{\alpha\mu} &= 0, \qquad \text{(rel. Euler)} \\ \rho u_{\mu} u_{\nu} &+ p(g_{\mu\nu} + u_{\mu} u_{\nu}) = T_{\mu\nu}. \end{aligned}$$

The relativistic Euler equations are equivalent to

$$u^{\mu}
abla_{\mu}
ho+(
ho+p)
abla_{\mu}u^{\mu}=0,$$
  
 $(
ho+p)u^{\mu}
abla_{\mu}u^{j}+(g^{\mu j}+u^{\mu}u^{j})
abla_{\mu}p=0.$ 

Can consider either the **coupled Einstein-Euler system** or the **rel. Euler equations on a fixed geometry**.

・ロト ・ 日 ・ ・ ヨ ト ・ ヨ ト ・

### Equations

Einstein-Euler-system:

$$\begin{aligned} \operatorname{Ric}[g]_{\mu\nu} &- \frac{1}{2} \operatorname{R}[g] g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}, \qquad \text{(Einstein)} \\ \nabla_{\alpha} T^{\alpha\mu} &= 0, \qquad \text{(rel. Euler)} \\ \rho u_{\mu} u_{\nu} &+ p(g_{\mu\nu} + u_{\mu} u_{\nu}) = T_{\mu\nu}. \end{aligned}$$

The relativistic Euler equations are equivalent to

$$u^{\mu}
abla_{\mu}
ho + (
ho + p)
abla_{\mu}u^{\mu} = 0,$$
  
 $(
ho + p)u^{\mu}
abla_{\mu}u^{j} + (g^{\mu j} + u^{\mu}u^{j})
abla_{\mu}p = 0.$ 

Can consider either the **coupled Einstein-Euler system** or the **rel. Euler equations on a fixed geometry**. We close the system with a **linear (barotropic)** equation of state

$$p = K\rho, \quad K \in [0, 1/3].$$

### Equations

Einstein-Euler-system:

$$\begin{aligned} \operatorname{Ric}[g]_{\mu\nu} &- \frac{1}{2} \operatorname{R}[g] g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}, \qquad \text{(Einstein)} \\ \nabla_{\alpha} T^{\alpha\mu} &= 0, \qquad \text{(rel. Euler)} \\ \rho u_{\mu} u_{\nu} &+ p(g_{\mu\nu} + u_{\mu} u_{\nu}) = T_{\mu\nu}. \end{aligned}$$

The relativistic Euler equations are equivalent to

$$u^{\mu}
abla_{\mu}
ho + (
ho + p)
abla_{\mu}u^{\mu} = 0,$$
  
 $(
ho + p)u^{\mu}
abla_{\mu}u^{j} + (g^{\mu j} + u^{\mu}u^{j})
abla_{\mu}p = 0.$ 

Can consider either the **coupled Einstein-Euler system** or the **rel. Euler equations on a fixed geometry**. We close the system with a **linear (barotropic)** equation of state

$$\blacktriangleright K = 0: \text{ Dust} \qquad p = K\rho, \quad K \in [0, 1/3]$$

### Equations

Einstein-Euler-system:

$$\begin{aligned} \operatorname{Ric}[g]_{\mu\nu} &- \frac{1}{2} \operatorname{R}[g] g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}, \qquad \text{(Einstein)} \\ \nabla_{\alpha} T^{\alpha\mu} &= 0, \qquad \text{(rel. Euler)} \\ \rho u_{\mu} u_{\nu} &+ p(g_{\mu\nu} + u_{\mu} u_{\nu}) = T_{\mu\nu}. \end{aligned}$$

The relativistic Euler equations are equivalent to

$$u^{\mu}
abla_{\mu}
ho+(
ho+p)
abla_{\mu}u^{\mu}=0, \ (
ho+p)u^{\mu}
abla_{\mu}u^{j}+(g^{\mu j}+u^{\mu}u^{j})
abla_{\mu}p=0.$$

Can consider either the **coupled Einstein-Euler system** or the **rel. Euler equations on a fixed geometry**. We close the system with a **linear (barotropic)** equation of state

• 
$$K = 0$$
: Dust  $p = K\rho$ ,  $K \in [0, 1/3]$ 

▶  $K = \frac{1}{3}$ : Radiation fluid

イロト イヨト イヨト

### Equations

Einstein-Euler-system:

$$\begin{aligned} \operatorname{Ric}[g]_{\mu\nu} &- \frac{1}{2} \operatorname{R}[g] g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}, \qquad \text{(Einstein)} \\ \nabla_{\alpha} T^{\alpha\mu} &= 0, \qquad \text{(rel. Euler)} \\ \rho u_{\mu} u_{\nu} &+ p(g_{\mu\nu} + u_{\mu} u_{\nu}) = T_{\mu\nu}. \end{aligned}$$

The relativistic Euler equations are equivalent to

$$u^{\mu}
abla_{\mu}
ho + (
ho + p)
abla_{\mu}u^{\mu} = 0,$$
  
 $(
ho + p)u^{\mu}
abla_{\mu}u^{j} + (g^{\mu j} + u^{\mu}u^{j})
abla_{\mu}p = 0.$ 

Can consider either the **coupled Einstein-Euler system** or the **rel. Euler equations on a fixed geometry**. We close the system with a **linear (barotropic)** equation of state

• 
$$K = 0$$
: Dust  $p = K\rho$ ,  $K \in [0, 1/3]$ .

- ▶  $K = \frac{1}{3}$ : Radiation fluid
- ▶  $0 < K < \frac{1}{3}$ : Massive fluids

### Some solutions

FLRW spacetimes:

$$g=-dt^2+a(t)^2g_M,$$

where M is  $\mathbb{H}^3, \mathbb{S}^3, \mathbb{R}^3$  of constant curvature  $\kappa$ . a(t) is referred to as the scale factor. We will refer to a(t) = t as linear expansion. Some solutions:

ヘロト ヘロト ヘビト ヘビト

### Some solutions

FLRW spacetimes:

$$g=-dt^2+a(t)^2g_M,$$

where M is  $\mathbb{H}^3$ ,  $\mathbb{S}^3$ ,  $\mathbb{R}^3$  of constant curvature  $\kappa$ . a(t) is referred to as the scale factor. We will refer to a(t) = t as linear expansion. Some solutions:

1. Einstein de Sitter (decelerating):

$$egin{aligned} \kappa &= 0, \quad \Lambda = 0, \quad 
ho > 0, \quad K = 0, \ g &= -dt^2 + t^{rac{4}{3}}\delta. \end{aligned}$$

### Some solutions

FLRW spacetimes:

$$g=-dt^2+a(t)^2g_M,$$

where M is  $\mathbb{H}^3$ ,  $\mathbb{S}^3$ ,  $\mathbb{R}^3$  of constant curvature  $\kappa$ . a(t) is referred to as the scale factor. We will refer to a(t) = t as linear expansion. Some solutions:

1. Einstein de Sitter (decelerating):

$$\kappa=0, \quad \Lambda=0, \quad 
ho>0, \quad K=0,$$
  
 $g=-dt^2+t^{rac{4}{3}}\delta.$ 

2. de Sitter (accelerated):

$$\begin{split} \kappa &= 0, \quad \Lambda > 0, \quad \rho = 0, \\ g &= -dt^2 + e^{2\sqrt{\Lambda/3}t} \delta. \end{split}$$

#### Some solutions

FLRW spacetimes:

$$g=-dt^2+a(t)^2g_M,$$

where M is  $\mathbb{H}^3, \mathbb{S}^3, \mathbb{R}^3$  of constant curvature  $\kappa$ . a(t) is referred to as the scale factor. We will refer to a(t) = t as linear expansion. Some solutions:

1. Einstein de Sitter (decelerating):

$$\kappa=0, \quad \Lambda=0, \quad 
ho>0, \quad K=0,$$
  
 $g=-dt^2+t^{rac{4}{3}}\delta.$ 

2. de Sitter (accelerated):

$$\begin{split} \kappa &= 0, \quad \Lambda > 0, \quad \rho = 0, \\ g &= -dt^2 + e^{2\sqrt{\Lambda/3}t} \delta. \end{split}$$

3. Milne universe (non-accelerated)

$$\kappa=-1, \quad \Lambda=0, \quad 
ho=0,$$
 $g=-dt^2+t^2g_{\mathbb{H}^3}.$ 

Stability and Instability of Relativistic Fluids in Slowly Expanding

### Stability heuristics

What about global well posedness and stability of these solutions close to the **quiet fluid state**?

イロト イヨト イヨト

### Stability heuristics

What about global well posedness and stability of these solutions close to the **quiet fluid state**?



Phenomenologically: Expansion stabilizes the fluid.

### Stability heuristics

What about global well posedness and stability of these solutions close to the **quiet fluid state**?



Phenomenologically: Expansion stabilizes the fluid. **Question**: What expansion rate is sufficient (and for what fluid)?

#### Recent developments

- ▶ [Christodoulou, 2007]
  - $\rightarrow$  Relativistic Euler on Minkowski space
  - $\rightarrow$  Singularities form in finite time
- ▶ [Brauer, Rendall, and Reula, 1994]
  - $\rightarrow~$  Newtonian setting
  - $\rightarrow$  Fluid stabilization
- [Rodnianski and Speck, 2013]
  - $\rightarrow$  Euler-Einstein-system
  - $\rightarrow$  Exponential expansion rate
- ▶ [Speck, 2013]
  - $\rightarrow$  Relativistic Euler
  - → Various stability results for accelerated expansion (a(t) > t)and a sharp instability result for radiation at a(t) = t.
- Many more works by Hadžić, Oliynyk, Friedrich, Valiente-Kroon, ...

・ロト ・ 一下・ ・ 日 ・ ・ 日 ・

From now on: Power law inflation

$$g = -dt^2 + t^{2\alpha}\gamma.$$

[Speck, 2013], [Fajman, Oliynyk, and Wyatt, 2021], [Fajman, O, Oliynyk, and Wyatt, 2024]:



・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
<li

From now on: Power law inflation

$$g = -dt^2 + t^{2\alpha}\gamma.$$

[Speck, 2013], [Fajman, Oliynyk, and Wyatt, 2021], [Fajman, O, Oliynyk, and Wyatt, 2024]:



・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
<li

From now on: Power law inflation

$$g = -dt^2 + t^{2\alpha}\gamma.$$

[Speck, 2013], [Fajman, Oliynyk, and Wyatt, 2021], [Fajman, O, Oliynyk, and Wyatt, 2024]:



・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
・
<li

From now on: Power law inflation

$$g = -dt^2 + t^{2\alpha}\gamma.$$

[Speck, 2013], [Fajman, Oliynyk, and Wyatt, 2021], [Fajman, O, Oliynyk, and Wyatt, 2024]:



What happens in decelerated regimes?

周下 《臣下《臣》

From now on: Power law inflation

$$g = -dt^2 + t^{2\alpha}\gamma.$$

[Speck, 2013], [Fajman, Oliynyk, and Wyatt, 2021], [Fajman, O, Oliynyk, and Wyatt, 2024]:



What happens in **decelerated regimes**? Does stability depend non-trivially on *K*?

**へ** ・ ・ ・ ・ ・ ・ ・ き ト ・ き ・ き ・ き ・ う 、 つ へ で Stability and Instability of Relativistic Fluids in Slowly Expanding

### Decelerated regime: Analytical analysis

Background:

$$(\mathbb{R} \times \mathbb{T}^3, -dt^2 + t^{2\alpha} \delta_{ij} dx^i dx^j).$$

Equations of motion in 1 + 1-symmetry

$$\partial_t v = -\frac{\alpha(1-3K)}{t} v - t^{-\alpha} \frac{1-K}{1-Kv^2} v \partial_x v - t^{-\alpha} \frac{K}{1+K} \frac{(1-v^2)^2}{1-Kv^2} \partial_x L + \alpha(1-K)(1-3K) \frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2} v^3,$$

$$\partial_t L = -\frac{1+K}{1-Kv^2}t^{-\alpha}\partial_x v - \frac{1-K}{1-Kv^2}t^{-\alpha}v\partial_x L + \alpha(1+K)(1-3K)\frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2}v^2.$$

### Decelerated regime: Analytical analysis

Background:

$$(\mathbb{R} \times \mathbb{T}^3, -dt^2 + t^{2\alpha} \delta_{ij} dx^i dx^j).$$

Equations of motion in 1 + 1-symmetry

$$\partial_t v = -\frac{\alpha(1-3K)}{t} v - t^{-\alpha} \frac{1-K}{1-Kv^2} v \partial_x v - t^{-\alpha} \frac{K}{1+K} \frac{(1-v^2)^2}{1-Kv^2} \partial_x L + \alpha(1-K)(1-3K) \frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2} v^3,$$

$$\partial_t L = -\frac{1+K}{1-Kv^2}t^{-\alpha}\partial_x v - \frac{1-K}{1-Kv^2}t^{-\alpha}v\partial_x L + \alpha(1+K)(1-3K)\frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2}v^2.$$

Corrected energy:

$$E_1[v, L] \simeq \|\partial v\|_{L^2}^2 + \|\partial L\|_{L^2}^2 + Ct^{-1+\alpha} \int v \partial L.$$

### Decelerated regime: Analytical analysis

Background:

$$(\mathbb{R} \times \mathbb{T}^3, -dt^2 + t^{2\alpha} \delta_{ij} dx^i dx^j).$$

Equations of motion in 1 + 1-symmetry

$$\partial_t v = -\frac{\alpha(1-3K)}{t} v - t^{-\alpha} \frac{1-K}{1-Kv^2} v \partial_x v - t^{-\alpha} \frac{K}{1+K} \frac{(1-v^2)^2}{1-Kv^2} \partial_x L + \alpha(1-K)(1-3K) \frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2} v^3,$$

$$\partial_t L = -\frac{1+K}{1-Kv^2}t^{-\alpha}\partial_x v - \frac{1-K}{1-Kv^2}t^{-\alpha}v\partial_x L + \alpha(1+K)(1-3K)\frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2}v^2.$$

Corrected energy:

$$E_1[\mathbf{v}, \mathbf{L}] \simeq \|\partial \mathbf{v}\|_{L^2}^2 + \|\partial \mathbf{L}\|_{L^2}^2 + Ct^{-1+\alpha} \int \mathbf{v} \partial \mathbf{L}.$$

### Decelerated regime: Analytical analysis

Background:

$$(\mathbb{R} \times \mathbb{T}^3, -dt^2 + t^{2\alpha} \delta_{ij} dx^i dx^j).$$

Equations of motion in 1 + 1-symmetry

$$\partial_t v = -\frac{\alpha(1-3K)}{t} v - t^{-\alpha} \frac{1-K}{1-Kv^2} v \partial_x v - t^{-\alpha} \frac{K}{1+K} \frac{(1-v^2)^2}{1-Kv^2} \partial_x L + \alpha(1-K)(1-3K) \frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2} v^3,$$

$$\partial_t L = -\frac{1+K}{1-Kv^2} t^{-\alpha} \partial_x v - \frac{1-K}{1-Kv^2} t^{-\alpha} v \partial_x L + \alpha (1+K) (1-3K) \frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2} v^2.$$

Corrected energy:

$$E_1[v,L] \simeq \|\partial v\|_{L^2}^2 + \|\partial L\|_{L^2}^2 + Ct^{-1+\alpha} \int v \partial L.$$

#### Decelerated regime: Analytical analysis

Background:

$$(\mathbb{R} \times \mathbb{T}^3, -dt^2 + t^{2\alpha} \delta_{ij} dx^i dx^j).$$

Equations of motion in 1 + 1-symmetry

$$\partial_t v = -\frac{\alpha(1-3K)}{t} v - t^{-\alpha} \frac{1-K}{1-Kv^2} v \partial_x v - t^{-\alpha} \frac{K}{1+K} \frac{(1-v^2)^2}{1-Kv^2} \partial_x L + \alpha(1-K)(1-3K) \frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2} v^3,$$

$$\partial_t L = -\frac{1+K}{1-Kv^2} t^{-\alpha} \partial_x v - \frac{1-K}{1-Kv^2} t^{-\alpha} v \partial_x L + \alpha (1+K) (1-3K) \frac{t^{-\alpha}}{1-Kv^2} v^2.$$

Corrected energy:

$$E_1[v,L] \simeq \|\partial v\|_{L^2}^2 + \|\partial L\|_{L^2}^2 + Ct^{-1+\alpha} \int v \partial L.$$

Condition for closing the estimate:  $K < 1 - \frac{2}{3\alpha}$ .

Stability and Instability of Relativistic Fluids in Slowly Expanding

### Decelerated Regime: Numerical analysis

Left:  $(\alpha, K) = (0.7, 1/6)$ , Right:  $(\alpha, K) = (0.9, 1/6)$ :





Maximilian Ofner Stability and Instability of Relativistic Fluids in Slowly Expanding

< ロ > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 >

### Decelerated Regime: Numerical analysis

Left:  $(\alpha, K) = (0.7, 1/6)$ , Right:  $(\alpha, K) = (0.9, 1/6)$ :





Left: K = 1/6:





Stability and Instability of Relativistic Fluids in Slowly Expanding

Maximilian Ofner

### Comparison Analysis/Numerics



<ロ> (日) (日) (日) (日) (日)

#### Results for the boundary cases

In addition to the bulk region  $0 < K < \frac{1}{3}$ , we have analytical results for dust and radiation:



#### Results for the boundary cases

In addition to the bulk region  $0 < K < \frac{1}{3}$ , we have analytical results for dust and radiation:



◆□ → ◆問 → ◆臣 → ◆臣 →

## Conclusion

Maximilian Ofner Stability and Instability of Relativistic Fluids in Slowly Expanding

æ

### Conclusion

# ► The type of fluid matters in slow expansion

<ロ> (日) (日) (日) (日) (日)

- ▶ The type of fluid matters in slow expansion
- A formal limit  $K \rightarrow 0$  is problematic

イロト イヨト イヨト

- ▶ The type of fluid matters in slow expansion
- A formal limit  $K \rightarrow 0$  is problematic
- Current work: 3 + 1 dimensions

- ▶ The type of fluid matters in slow expansion
- A formal limit  $K \rightarrow 0$  is problematic
- Current work: 3 + 1 dimensions
- ► Instability using characteristics

イロト イヨト イヨト

- ▶ The type of fluid matters in slow expansion
- A formal limit  $K \rightarrow 0$  is problematic
- Current work: 3 + 1 dimensions
- ► Instability using characteristics
- ▶ Radiation instability agrees with previous results

## Thank you for your attention!

・ロト ・ 四 ト ・ ヨ ト ・ ヨ ト

э

Uwe Brauer, Alan Rendall, and Oscar Reula. The cosmic no-hair theorem and the non-linear stability of homogeneous Newtonian cosmological models. *Classical Quantum Gravity*, 11(9): 2283–2296, 1994. ISSN 0264-9381. URL http://stacks.iop.org/0264-9381/11/2283.

Demetrios Christodoulou. *The Formation of Shocks in* 3-*Dimensional Fluids*. EMS, Switzerland, 2007.

David Fajman, Todd A. Oliynyk, and Zoe Wyatt. Stabilizing Relativistic Fluids on Spacetimes with Non-Accelerated Expansion. *Comm. Math. Phys.*, 383(1):401–426, 2021. ISSN 0010-3616. doi: 10.1007/s00220-020-03924-9. URL https://doi.org/10.1007/s00220-020-03924-9.

David Fajman, Maximilian O, Todd A. Oliynyk, and Zoe Wyatt. The stability of relativistic fluids in linearly expanding cosmologies. Int. Math. Res. Not. IMRN, (5):4328–4383, 2024. ISSN 1073-7928,1687-0247. doi: 10.1093/imrn/rnad241. URL https://doi.org/10.1093/imrn/rnad241.

Igor Rodnianski and Jared Speck. The nonlinear future stability of the FLRW family of solutions to the irrotational Euler-Einstein system with a positive cosmological constant. *J. Eur. Math. Soc. (JEMS)*, 15(6):2369–2462, 2013. ISSN 1435-9855. doi: 10.4171/JEMS/424. URL

https://doi.org/10.4171/JEMS/424.

Jared Speck. The stabilizing effect of spacetime expansion on relativistic fluids with sharp results for the radiation equation of state. *Arch. Ration. Mech. Anal.*, 210(2):535–579, 2013. ISSN 0003-9527. doi: 10.1007/s00205-013-0655-3. URL https://doi.org/10.1007/s00205-013-0655-3.

< ロ > < 同 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < 回 > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ > < □ >