

Un test de forme pour une transition à seuil

Luc Côté — dépôt Zenodo, DOI 10.5281/zenodo.22715013 *Théorie de l'Intersection des Champs*

Protocole, à figer avant de regarder les vitesses

État : gelé le 12 septembre 2026. Les deux listes de coupes sont citées section par section, les deux hypothèses de population sont arrêtées, et les deux scories relevées après le premier gel sont corrigées dans cette même passe. **Le point 8c a été corrigé le 12 septembre, forcé par les données :** la séparation tridimensionnelle n'existe pas dans les fichiers, la ligne passe à la séparation projetée, et le comptage est un minorant. Le protocole est complet. **Aucune modification après cette date.**

Pourquoi ce protocole plutôt qu'un autre

Les tests de gravité par binaires larges estiment un facteur : de combien la gravité observée dépasse la gravité newtonienne. C'est une estimation de paramètre, et elle ne peut pas distinguer des lois qui prédisent la même moyenne par des chemins différents.

Un facteur global unique assorti d'un demi-grand axe libre par système n'appartient pas à ce test : cette classe de modèle ne contient pas les lois dont le rapport varie avec la séparation, et le détail de cette vérification est traité ailleurs. Le protocole ci-dessous s'en écarte délibérément.

Il ne mesure aucune amplitude. Il mesure où une transition se produit, et si elle se produit au même endroit pour des étoiles de masses différentes.

L'idée en une page

Une loi à seuil place sa transition à un rayon qui dépend de la masse du couple. C'est aussi le cas des interpolations continues : les deux échelles, le rayon de seuil et le rayon MOND, croissent comme la racine de la masse. **Cette dépendance ne sépare donc rien.**

Ce qui sépare, c'est le coefficient. Une transition à seuil place le pas nettement plus tôt — à 0,32 fois le rayon MOND dans le cas examiné ici.

D'où la variable du protocole :

$$\xi = s / \sqrt{M_{\text{tot}}} \quad [s \text{ en UA, } M_{\text{tot}} \text{ en masses solaires}]$$

Toutes les paires, quelle que soit leur masse, se placent alors sur le même axe. L'unité de ξ est l'unité astronomique par racine de masse solaire.

Et la valeur du coude est prédite, pas cherchée :

loi	$\xi_\star$ prédit
transition à seuil (front)	2 266 $UA \cdot M_\odot^{-1/2}$
interpolation continue (rayon MOND)	7 030 $UA \cdot M_\odot^{-1/2}$

Les deux sont séparés d'un facteur 3,10. **Ces deux nombres sont écrits avant le calcul et ne doivent pas être ajustés après.** La fenêtre d'acceptation est fixée ici à $\pm 20\%$: un coude empirique hors de [1 813 ; 2 719] ne recale pas la transition à seuil, et hors de [5 624 ; 8 436] ne recale pas l'interpolation continue.

La prédiction est donc : si la transition est un seuil, les profils des trois tranches de masse se superposent en ξ et le coude tombe à 2 266. Si elle est une montée continue, le coude tombe à 7 030. Si les profils se superposent aussi bien en s qu'en ξ , aucune des deux n'est soutenue.

C'est un test de localisation, pas d'amplitude. Aucun facteur d'échelle n'est estimé.

Mais cela ne le rend pas inattaquable. Si la masse corrèle avec la séparation — ce que la sélection du catalogue peut produire —, une variation de la fraction de compagnons non résolus ou de la distribution d'excentricités avec la séparation peut fabriquer un coude en ξ . D'où un contrôle croisé obligatoire : **tracer un indicateur de multiplicité — RUWE, écart photocentrique, qualité d'ajustement astrométrique — en fonction de ξ et de s .** Si cet indicateur présente lui aussi un coude à $\xi_\star$, la gravité n'est pas isolée et le test ne conclut pas.

L'observable

Pour chaque paire :

$$\tilde{v} = v_p / \sqrt{(G M_{\text{tot}} / s)}$$

le rapport de la vitesse relative projetée à la vitesse circulaire newtonienne à la séparation projetée. C'est une quantité sans dimension, et elle ne demande aucun modèle d'orbite.

Attention : sa valeur newtonienne n'est pas 1. La projection et les excentricités l'abaissent — pour une distribution thermique et une visée isotrope, la médiane vaut **0,55**, la moyenne 0,565, le 75^e centile 0,76 et le 90^e 0,94. Ces valeurs dépendent des coupes et de la distribution d'excentricités retenues.

Toutes les comparaisons se font donc contre le niveau newtonien du pipeline lui-même, mesuré dans la fenêtre de contrôle $\xi < 1\,500$ sur le même tirage et avec les mêmes coupes, et jamais contre 1. Normaliser contre 1 fausserait entièrement la zone de contrôle.

Ce qui est mesuré, ce n'est pas sa valeur moyenne, mais la forme de sa distribution en fonction de ξ .

Les cinq étapes

1. Figurer les coupes avant de regarder

Deux jeux de coupes existent dans la littérature et donnent des conclusions opposées sur le régime newtonien : celles de Chae et celles du cadre de contrôle de qualité de Cookson et al. **Les deux doivent être exécutées en parallèle et publiées ensemble.**

Si une transition n'apparaît que sous l'un des deux jeux, ce n'est pas un résultat sur la gravité — c'est un résultat sur les coupes. Il faut pouvoir le dire.

Les coupes sont figées, avec le code et un horodatage, **avant** d'examiner les vitesses au-delà de 2 kAU.

2. Recaler en ξ , sur trois tranches de masse au moins

Découper l'échantillon en au moins trois tranches de masse totale, et tracer le profil de $\tilde{v}$ en fonction de ξ pour chacune.

Prédiction d'une loi à seuil : les trois profils se superposent, et le coude tombe au même ξ^* .

Prédiction d'une interpolation continue : pas de coude commun ; les profils se superposent aussi bien, ou aussi mal, en s qu'en ξ .

Contrôle obligatoire : refaire la même analyse en mélangeant les masses. La structure doit se diluer. Si elle survit au mélange, elle ne vient pas de la loi — c'est le contrôle qui protège contre un artefact de découpage.

3. Décrire d'abord, confronter ensuite — deux étapes distinctes

3a. Description, sans aucune loi. Tracer les profils observés de $\tilde{v}$ en fonction de ξ , par tranche de masse, et les mêmes en fonction de s . Se recalent-ils mieux en ξ qu'en s , et où tombe le coude ? Cette étape n'emploie aucun modèle et répond à la seule question « y a-t-il un coude commun ».

Ne pas comparer la médiane seule : comparer **la fonction de répartition empirique complète** de $\tilde{v}$ dans chaque intervalle de ξ . **Et regarder les quantiles hauts — P75, P90 — avant la médiane** : une marche s'y voit plus tôt, parce que les orbites les plus radiales franchissent le seuil les premières et peuplent la queue avant d'en déplacer le centre.

3b. Confrontation aux lois. Le coude commun, s'il existe, ne dit pas laquelle des lois le produit. Il faut pour cela **des populations synthétiques**, une par loi confrontée, passant par la même projection, les mêmes coupes, la même distribution d'excentricités et le même modèle de compagnons. On compare alors les répartitions empiriques observées à celles-là, par un test de Kolmogorov-Smirnov ou un χ^2 sur les quantiles.

Deux lois seulement y entrent à égalité de rang — Newton et la transition à seuil — pour la raison donnée au point 9 : la solution numérique du problème à deux corps n'est pas à notre portée, et l'interpolation continue entre par sa forme à un corps, avec verdict indicatif.

Sans ces populations, l'étape 3a répond à « y a-t-il un coude », non à « quelle loi ». Les deux questions ne doivent pas être confondues.

3bis. Deux jeux d'hypothèses de population, et un second critère d'arrêt

Les distributions d'excentricités et de compagnons ne sont pas mesurées. Deux jeux sont donc figés, et **les deux sont exécutés** :

	distribution d'excentricités	fraction de compagnons non résolus
jeu A	thermique, $p(e) = 2e$	constante avec la séparation — c'est l'hypothèse implicite de ceux qui écartent les compagnons par des coupes plutôt que de les modéliser
jeu B	$p(e) \propto e^\alpha$, α calé uniquement dans $\xi < 1\,500$	$f = \min(1 ; 0,2 + 0,5 \log_{10}(s / 0,2 \text{ kUA}))$, la forme publiée par Chae (§IV.2)

Les deux jeux s'appliquent aux deux jeux de coupes, soit quatre combinaisons, toutes exécutées et toutes rapportées.

Pourquoi les deux, et pas un compromis. Le traitement des compagnons non résolus est précisément le point sur lequel le domaine se divise : ceux qui concluent au comportement newtonien les écartent par des coupes et n'en modélisent aucun ; celui qui maintient l'anomalie les modélise avec une fraction croissant avec la séparation. **C'est ce choix, et non les données, qui sépare les deux conclusions publiées.** Un protocole qui en retiendrait un seul trancherait la controverse par décret. Les deux sont donc exécutés, et c'est le critère d'arrêt qui décide si le résultat survit.

Aucune des deux hypothèses n'est empruntée à l'article dont viennent les coupes du jeu B : ce travail écarte les compagnons par sélection et ne publie ni fraction, ni distribution de périodes, ni rapport de masses. La forme variable est citée de Chae, pour les deux jeux de coupes.

Second critère d'arrêt, aussi contraignant que celui sur les coupes : si le classement des trois lois change entre le jeu A et le jeu B, le protocole s'arrête et le résultat est déclaré non concluant. Le classement doit survivre aux deux jeux d'hypothèses pour être rapporté.

4. L'angle entre séparation et vitesse

L'angle entre la séparation projetée et la vitesse projetée contraint la distribution des excentricités presque sans passer par la gravité. Presque : la densité de temps le long de l'orbite dépend de la force, et une loi qui fait précéder l'orbite de plusieurs dizaines de degrés par révolution déforme cette distribution autrement qu'un simple rééchelonnement.

Condition pour que ce test soit propre : caler la distribution d'excentricités sur la zone newtonienne, en deçà de 1 kAU, et interdire qu'elle change dans la fenêtre du seuil. C'est une hypothèse sur la formation, et elle doit être déclarée comme telle.

Si l'angle change là où $\xi = \xi^*$ alors que la distribution calée à petite séparation l'interdit, c'est l'observable la plus proche d'une mesure géométrique. S'il ne change pas, rien n'est perdu.

Trois fenêtres en ξ , et non en séparation

Une zone définie en séparation brute ne sépare rien. Le front tombe à 1 603 UA pour $0,5 M_\odot$ et à 3 583 UA pour $2,5 M_\odot$: une fenêtre 1–3 kUA est déjà au-delà du seuil pour les couples légers et encore en deçà pour les lourds. Elle mélange les deux régimes précisément là où l'on prétend les distinguer.

Les trois fenêtres du test sont donc définies en ξ :

fenêtre	bornes en ξ ($UA \cdot M_\odot^{(-1/2)}$)	ce qu'on y attend
contrôle	$\xi < 1\,500$	en deçà du seuil pour toutes les masses. Le rapport y vaut le niveau newtonien du pipeline sous une transition à seuil, et 3 à 8 % au-dessus sous une interpolation continue.
discriminant	$1\,800 < \xi < 3\,500$	la transition à seuil y produit sa montée ; l'interpolation continue n'y a encore presque rien fait.
tardive	$5\,500 < \xi < 8\,500$	l'interpolation continue y produit la sienne ; la transition à seuil y est déjà sur son plateau.

La fenêtre de contrôle est celle où les trois hypothèses ne sont pas colinéaires, et c'est elle qui porte le plus de paires :

observation dans la fenêtre de contrôle	favorise
excès de 3 à 8 % au-dessus du niveau newtonien du pipeline	interpolation continue
platitude au niveau newtonien du pipeline	Newton ou transition à seuil, contre l'interpolation

Le niveau newtonien du pipeline est mesuré **dans cette même fenêtre de contrôle**, sur le même échantillon coupé et avec la même distribution d'excentricités. Il vaut de l'ordre de 0,55 en médiane, non 1.

Une cinquième observable, qui ne teste pas la forme mais ne demande aucun ajustement

Un système dont la vitesse relative dépasse la vitesse de libération newtonienne à sa séparation est, sous Newton, soit un contaminant, soit un système en train de se défaire. Sous une gravité renforcée, il peut être lié.

Le compte de ces systèmes dépend directement de la hauteur du plateau. Une loi qui prédit 1,82 en lie davantage qu'une loi qui prédit 1,40 : le seuil de libération se déplace comme la racine du renforcement, soit 35 % plus haut en vitesse dans le premier cas contre 18 % dans le second.

C'est un **comptage**, non une estimation. Aucun facteur n'est ajusté, aucune distribution d'orbites n'intervient : on compte les paires au-dessus d'une ligne, et la ligne est fixée par la loi.

Ce que cela teste et ne teste pas. Cela teste la hauteur du plateau, non la forme de la transition — donc cela ne remplace pas ce qui précède, cela s'y ajoute. Et cela reste vulnérable à la contamination : un compagnon non résolu produit exactement le même excès de vitesse qu'une gravité renforcée. Le comptage n'est donc informatif que si la fraction de contaminants est bornée indépendamment, ce qui renvoie au désaccord non tranché du domaine.

Ce qui le rend malgré tout utile : il se pré-enregistre. La prédiction s'écrit avant de regarder — tant de paires attendues au-dessus de la ligne sous Newton, tant sous une interpolation continue, tant sous une transition à seuil — et DR4 la vérifie. Sur l'échantillon à 36 systèmes, quatre paires dépassent la ligne newtonienne : ce n'est pas une statistique, c'est une quantité à figer maintenant pour qu'elle en devienne une plus tard.

Ce que le protocole ne fera pas

Il n'arbitrera pas la controverse. Les analyses qui concluent au comportement newtonien et celles qui maintiennent une anomalie travaillent sur les mêmes données, avec des coupes différentes, et leur désaccord n'est pas tranché. Le résultat sera donc conditionnel : *sous tel jeu de coupes, telle hypothèse est exclue*.

Il ne donnera pas de verdict à trois écarts-types sur la forme. Séparer des hauteurs demande de l'ordre de 150 à 300 paires propres dans une fenêtre étroite ; séparer des formes en demande davantage, avec la masse résolue et la fraction de compagnons sous contrôle dans la même fenêtre. Les catalogues actuels, après coupes sévères, n'ont pas ce compte.

Il ne neutralisera pas les compagnons non résolus. Le désaccord sur la variation de leur fraction avec la séparation est lui-même non tranché, et toute marche entre 2 et 5 kAU a une explication non gravitationnelle disponible tant qu'il dure.

Et les périodes orbitales resteront inaccessibles, avant comme après DR4. Ce test restera un test de population.

Ce qu'il faut ne pas faire

Ne pas projeter avec des orbites képlériennes. Une loi à seuil fait précéder l'orbite de plusieurs dizaines de degrés par révolution ; les éléments orbitaux classiques ne la représentent pas. Tirer les rayons avec la densité de temps du potentiel réel — $dt \propto dr/|v_r|$ — et intégrer.

Et pour l'interpolation de comparaison, employer la solution numérique du problème à deux corps plutôt qu'une formule à un corps : l'écart entre les deux atteint 28 % pour des masses égales. Sans cela, on compare trois caricatures.

Sur l'échantillon à 36 systèmes

Il ne peut pas porter ce test, et il faut le dire.

Trop peu d'objets de part et d'autre de leur propre seuil, qui dépend de leur masse. Le demi-grand axe n'est pas observé. Quatre systèmes dépassent déjà la vitesse de libération newtonienne, de sorte qu'une loi plus haute les lie et qu'une loi plus basse en fait des contaminants : toute comparaison de vraisemblance y mélange gravité et appartenance.

Ce à quoi il sert encore : classer chaque système, à sa masse, comme étant en deçà ou au-delà de son seuil — une classification, non une estimation. Et compter les systèmes qui dépassent la vitesse de libération newtonienne, ce qui teste une hauteur, non une forme. Quatre sur trente-six n'est pas une statistique ; c'est une quantité à pré-enregistrer pour DR4.

Le prix de basculer sur le grand échantillon : on perd la cinématique tridimensionnelle, donc toute contrainte individuelle sur l'inclinaison et la vitesse radiale. On gagne deux ordres de grandeur en nombre — la seule chose qui permette de voir un pas plutôt que de le moyenner.

Spécification exécutable

Ce qui précède fixe la démarche ; ce qui suit fixe les nombres. **Tout ce qui est écrit ici est figé et horodaté avant d'ouvrir les vitesses de $\xi > 1\,500$** , et ne doit plus bouger. Ce qui serait laissé vide serait improvisé pendant le calcul, c'est-à-dire choisi en voyant le résultat.

1. Les deux échantillons. Catalogue parent commun : El-Badry, Rix & Heintz (2021), Gaia eDR3, avec sa probabilité d'alignement fortuit R estimée par paire. Les deux jeux partent de là.

	jeu A — Chae	jeu B — cadre de contrôle
référence	Chae 2023, ApJ 952, 128 (arXiv 2305.04613), §II.1 pour toutes les coupes ci-dessous	Cookson et al. 2026, MNRAS 547, stag342 (arXiv 2602.24035)
type de paire	BinType = MSMS	séquence principale, plus

	jeu A — Chae	jeu B — cadre de contrôle
distance héliocentrique	d < 200 pc (échantillon étendu ; échantillon de référence à d < 80 pc)	filtre HR d < 130 pc (figures illustratives à 150 pc)
alignement fortuit	R < 0,01	$\tilde{v} < 2,5$ et $\Delta v_{\text{sky}} < 10 \text{ km/s}$
séparation projetée	0,2 < s < 30 kUA	1 < s < 30 kUA
erreur relative sur les mouvements propres	< 0,01 (variante stricte 0,005)	propagation complète, coupe sur l'incertitude de $\tilde{v}$
magnitude absolue	4 < M_G < 14 (variante stricte 4 < M_G < 12)	filtre HR sur la région de Belokurov et Penoyre, la moins affectée par les binaires non résolues
RUWE	coupe explicite, médiane de l'échantillon $\approx 1,03$	RUWE < 1,25 sur les deux composantes
multiplicité astrométrique	—	ipd_frac_multi_peak = 0
dégroupage	—	oui, systèmes multiples séparés avant analyse
vitesse radiale	non requise (échantillon principal)	écart maximal imposé quand elle existe

Vérification faite le 12 septembre 2026, section par section, dans Cookson et al. 2026 (arXiv 2602.24035) :

coupe	section	ce que l'article en dit
$\tilde{v} < 2,5$	§3.1.1	la limite newtonienne $\sqrt{2}$ ne monte qu'à $\approx 2,5$ pour une classe générale de théories non newtoniennes ; la coupe ne perd donc aucun signal
écart maximal de vitesse radiale	§3.1.2	—
bornes de séparation	§3.1.3	—
dégroupage	§3.2.1	systèmes multiples séparés avant analyse
valeurs nulles, étoiles bruitées	§3.2.2	—
RUWE < 1,25	§3.2.3	seuil recommandé pour DR3 ; l'optimum varie de 1,15 à 1,37 selon la position sur le ciel, moyenne 1,25
filtre HR	§3.2.4	région la moins affectée par

coupe	section	ce que l'article en dit
distance héliocentrique	\$3.2.5	les binaires non résolues le comptage par tranche de distance cesse de croître vers 60–70 pc et reste plat jusqu'à 150
ipd_frac_multi_peak = 0	\$3.3	contrôle de qualité
correction de projection sphérique	\$4.1.6	voir ci-dessous — étape d'analyse, non de sélection

Les valeurs du jeu A sont lues dans Chae 2023, §II.1, qui porte l'ensemble des coupes ci-dessus. L'article ne pose pas de coupe explicite sur le RUWE ; il rapporte la médiane de l'échantillon, $\approx 1,03$. **Les deux jeux de coupes sont donc désormais cités.**

Une étape d'analyse que le protocole ignorait, et qui n'est pas une coupe. Le cadre de contrôle impose une **correction de projection sphérique** (§4.1.6) et montre qu'elle devient importante **précisément au passage du rayon de transition** — là où le test se joue. Il en conclut qu'une correction mal faite, ou omise, peut fabriquer un signal là où les données sont newtoniennes. **Cette correction est donc obligatoire dans les deux jeux**, appliquée identiquement, et son omission est à rapporter comme une variante de contrôle, non comme une option.

Et une confirmation du niveau newtonien : l'article rappelle que la médiane de $\tilde{v}$ vaut **environ 0,5**. Le calcul indépendant rapporté plus haut donne 0,55 pour une distribution thermique. Les deux concordent, et confirment qu'une normalisation contre 1 serait fausse.

Consigner l'empreinte du fichier obtenu pour chacun des deux. Sans cela, deux catalogues divergents seront recréés de travers, et l'on attribuera à la gravité une différence de requête.

Tailles attendues, et pourquoi cela compte : le jeu B est nettement plus restrictif — 130 pc contre 200, séparation minimale à 1 kUA contre 0,2, RUWE plafonné, multiplicité astrométrique exclue. Son échantillon sera plus petit d'un facteur important. C'est attendu, et c'est précisément la raison d'exécuter les deux : ils ne diffèrent pas seulement en nombre, **ils diffèrent en conclusion sur le régime newtonien**, l'un trouvant l'anomalie et l'autre non.

Un point de calibration à retenir : le cadre de contrôle normalise sa prédiction newtonienne à **0,5**, non à 1. C'est cohérent avec le calcul indépendant rapporté plus haut — médiane de 0,55 pour une distribution thermique et une visée isotrope. Toute comparaison qui prendrait 1 pour référence serait fausse dès le départ.

2. Les formules et leurs unités. ξ , $\tilde{v}$, la vitesse newtonienne de référence, avec les unités écrites — séparation en UA, masse en masses solaires, ξ en $\text{UA} \cdot M_{\odot}^{-1/2}$.

3. Les valeurs prédites et leurs tolérances.

	$\xi_\star$ prédit	fenêtre d'acceptation ($\pm 20\%$)
transition à seuil	2 266 UA·M $\odot^{-1/2}$	1 813 – 2 719
interpolation continue	7 030 UA·M $\odot^{-1/2}$	5 624 – 8 436

Les deux fenêtres ne se recouvrent pas : leur rapport est de 3,10 pour une tolérance de 20 %. Un coude empirique tombe donc dans l'une, dans l'autre, ou dans aucune — jamais dans les deux.

4. Le découpage, figé.

Tranches de masse — aux **tertiles de la masse totale de l'échantillon coupé**, calculés avant d'ouvrir les vitesses de $\xi > 1\,500$, et rapportés avec leurs bornes numériques. **Les tertiles sont calculés séparément sur chacun des deux jeux de coupes** : deux triplets de bornes, non un, puisque les deux échantillons n'ont pas la même distribution de masse. Le choix des tertiles plutôt que de bornes absolues garantit trois effectifs comparables quel que soit le jeu de coupes ; il est arbitraire, et c'est pourquoi il est figé.

Intervalles de ξ — largeur constante en logarithme, **douze intervalles** couvrant 500 à 20 000 UA·M $\odot^{-1/2}$, soit un facteur 1,36 par intervalle. Cette plage encadre les deux valeurs prédites, 2 266 et 7 030, avec quatre intervalles de part et d'autre de chacune.

Effectif minimal — **100 paires par cellule** (intervalle de $\xi \times$ tranche de masse). En dessous, la cellule est rapportée comme vide et n'entre dans aucun test. Ce seuil est celui en dessous duquel un quantile à 90 % n'a plus de sens.

Règle de fusion, écrite d'avance — sous le jeu de coupes le plus restrictif, beaucoup de cellules seront vides. **Deux intervalles de ξ adjacents tous deux sous l'effectif minimal sont fusionnés, une fois au plus**, et la fusion est rapportée. Si après une fusion la cellule reste sous 100, **le jeu de coupes concerné est déclaré insuffisant pour le test de forme** et seule sa fenêtre de contrôle est rapportée. Cette règle est écrite maintenant précisément pour ne pas être choisie en voyant les effectifs.

3bis-ter. Le détecteur de coude, comme formule unique.

« Le coude tombe à 2 266 » n'a pas de sens pour un programme tant que le coude n'est pas défini. Un seul estimateur est retenu, et il est écrit ici :

ξ_{emp} est l'abscisse qui minimise le χ^2 d'un profil à **deux paliers avec un nœud unique** — niveau bas libre, niveau haut libre, position du nœud libre dans [500 ; 20 000] — ajusté sur la médiane de $\tilde{v}$ par intervalle de ξ , pondérée par l'effectif de la cellule.

Verdict : transition à seuil si $\xi_{\text{emp}} \in [1\,813 ; 2\,719]$; interpolation continue si $\xi_{\text{emp}} \in [5\,624 ; 8\,436]$; aucune des deux sinon.

Un seul estimateur est essayé. Il est interdit d'en tester plusieurs et de retenir celui qui donne le résultat le plus net — c'est la manière la plus commune de fabriquer un coude.

5. Les deux jeux d'hypothèses de population, tels que définis à l'étape 3bis. Pour chacun, la recette du modèle de compagnons est écrite : fraction, distribution des périodes et des rapports

de masse du compagnon caché, et manière dont il contribue à la vitesse mesurée. Le jeu A tient la fraction constante avec la séparation ; le jeu B la fait varier, selon la forme publiée. **Les deux sont exécutés et rapportés ensemble.**

6. Les trois générateurs d'orbites. Densité temporelle du potentiel déclaré pour la transition à seuil, solution numérique à deux corps pour l'interpolation continue, Kepler pour Newton. Aucun des trois ne doit être remplacé par une formule à un corps.

7. Les sorties attendues, listées d'avance : profils de $\tilde{v}$ en fonction de ξ par tranche de masse ; les mêmes en fonction de s ; répartitions empiriques par cellule ; table des tests contre les populations synthétiques ; contrôle du mélange des masses ; contrôle croisé de l'indicateur de multiplicité ; fenêtre de contrôle ($\xi < 1\,500$) rapportée contre le niveau newtonien du pipeline.

8. ANNEXE DONNÉES — à coller avant le premier calcul, sans autre modification. Les trois pièces ci-dessous manquent, et elles ne peuvent pas être reconstituées : il faut ouvrir les articles et copier. **Tant qu'elles ne sont pas collées : aucun code sur $\xi > 1\,500$, aucun tertile calculé, aucune figure.** Et une fois collées, **plus aucune autre modification du protocole n'est permise** — ni ici, ni ailleurs dans ce fichier.

Le reste de ce document est gelé à la date portée en tête. Ces trois pièces sont des données, non des choix de méthode : les coller ne rouvre rien. Ils ne peuvent pas l'être depuis une reconstruction ; il faut ouvrir les articles.

a) Les deux listes de coupes. Réglé le 12 septembre. Le jeu B est cité section par section (Cookson et al. 2026, §3.1.1 à §4.1.6) ; le jeu A l'est aussi (Chae 2023, §II.1, qui porte l'ensemble de ses coupes).

b) Le modèle de compagnons. Réglé le 12 septembre, et c'était un choix de méthode, non un collage de données. L'article dont viennent les coupes du jeu B ne publie aucune fraction : il écarte les compagnons par sélection. La formule « variable selon la forme publiée » que portait la version précédente n'avait donc pas de source. Elle est remplacée par les **deux hypothèses explicites de l'étape 3bis** — fraction constante, et forme de Chae §IV.2 — appliquées aux **deux** jeux de coupes, soit quatre combinaisons.

c) Les trente-six identifiants Gaia, et la formule de la vitesse de libération. Le comptage des paires au-delà de la ligne newtonienne n'est un pré-enregistrement que si l'on peut le rejouer. Il faut donc la liste des identifiants, publiée avec l'échantillon, et la ligne exacte.

CORRECTION DU 12 SEPTEMBRE, forcée par les données et déclarée comme telle. La version précédente fixait la ligne à la séparation **tridimensionnelle**, en affirmant qu'elle était disponible pour cet échantillon. **Elle ne l'est pas.** Vérification faite sur les fichiers eux-mêmes : ils ne portent que la séparation **projetée** et un paramètre inféré par déprojection, qui n'est pas une donnée. Reconstituée depuis les parallaxes, la composante radiale donne un écart médian de 21 589 UA pour une incertitude médiane de 29 648 — **compatible avec du bruit pur**, et douze systèmes sur trente-six ont un écart inférieur à sa propre barre. La formule écrite n'était donc pas calculable.

La ligne est donc fixée à la séparation projetée :

$$v_{\text{esc}} = \sqrt{(2\,G\,M_{\text{tot}} / s_{\text{proj}})}, \text{ comparée à la vitesse relative mesurée.}$$

Ce n'est pas un pis-aller arbitraire, et le sens de l'erreur est connu. La séparation réelle est toujours supérieure ou égale à la projetée, donc la vitesse de libération calculée sur la projetée est **surestimée** — d'un facteur médian 1,075 pour une visée isotrope (la médiane de $\sin \theta$ vaut $\sqrt{3}/2$; la moyenne, $\pi/4$, donnerait 1,128). La ligne est trop haute, moins de systèmes la franchissent, et **le comptage obtenu est une borne inférieure du comptage réel**. C'est conservateur, et c'est rapporté comme tel.

Sous une gravité renforcée d'un facteur γ , cette ligne est multipliée par $\sqrt{\gamma}$: **1,183 pour une interpolation continue à 1,40, et 1,348 pour une transition à seuil à 1,82.**

Le pré-enregistrement, avec ses nombres. Deux séries existent et **elles ne se combinent pas** :

ligne	recalcul depuis nos fichiers (32 systèmes)	colonne publiée (36 systèmes)
newtonienne	5	6
× 1,183 (interpolation continue à 1,40)	2	2
× 1,348 (transition à seuil à 1,82)	0	0

La série retenue est celle de gauche : 5, 2, 0 sur trente-deux systèmes. Le critère d'un pré-enregistrement est qu'on puisse le rejouer, et c'est la seule des deux qui soit entièrement reconstituée depuis les fichiers du calcul. La colonne publiée emploie des masses que nous n'avons pas — les deux séries diffèrent d'un rapport médian de 0,923 avec un écart maximal de 0,286, ce qui n'est pas du bruit d'arrondi.

Quatre systèmes sont exclus, faute de masse dans ce fichier. L'écart d'une unité sur la première ligne vient d'un seul d'entre eux, à 1,12 dans la colonne publiée ; les trois autres valent 0,70, 0,45 et 0,45.

Le zéro est à lire en face : sous le plateau à 1,82, aucun système de cet échantillon ne devient lié qui ne le serait déjà sous Newton. Ce n'est pas une réfutation — trente-deux objets, et une borne inférieure — mais ce n'est pas favorable, et c'est écrit avant DR4.

Et le « quatre sur trente-six » des versions précédentes était faux. Il ne correspond à aucun fichier du calcul. Il est remplacé par les trois nombres ci-dessus, qui sont rejouables.

9. Deux limitations à accepter ou à contourner d'avance.

Le générateur de l'interpolation continue — choix arrêté. La solution numérique du problème à deux corps n'est pas un script d'une soirée. **L'option retenue, et elle est figée : la confrontation de l'étape 3b porte sur Newton et la transition à seuil.** L'interpolation continue y entre par sa forme analytique à un corps, **avec la mention obligatoire que cette forme surestime le renforcement de jusqu'à 28 % pour des masses égales**, et son verdict est rapporté comme indicatif, non comme une comparaison de même rang. Aucune autre option ne sera considérée au moment du calcul.

Le test sur l'angle. L'étape 4 reste un commentaire tant que sa statistique n'est pas écrite. Elle l'est ici : **test de Kolmogorov-Smirnov de la distribution de l'angle par intervalle de ξ contre celle calée dans la fenêtre de contrôle ($\xi < 1\,500$)**, avec la même correction de projection.

10. Les critères d'arrêt, écrits comme des conditions vraies ou fausses. Le premier : le résultat diffère entre les deux jeux de coupes. Le second : le classement des lois change entre les deux jeux d'hypothèses de population. Le troisième : l'indicateur de multiplicité présente un coude au même ξ^* . Si l'une des trois est vraie, le protocole s'arrête et le résultat est déclaré non concluant — cela s'écrit avant, pas après.

Deux biais du protocole lui-même, à nommer avant de lire les résultats

Le jeu B est conditionné sur l'observable du test. Sa coupe $\tilde{v} < 2,5$ porte sur la quantité même que l'on mesure. Elle est fidèle à l'article dont elle vient, et elle est justifiée là-bas — mais elle n'est pas neutre ici : elle tronque la queue de la distribution, précisément là où une transition à seuil et une contamination par compagnons produisent des effets semblables.

Conséquence à écrire d'avance : le quantile à 90 % du jeu B est structurellement plus bas que celui du jeu A. Une queue amputée ne doit pas être lue comme un échec de la transition à seuil.

Le détecteur à deux paliers est sévère pour la transition à seuil. Après projection, cette loi ne produit pas un créneau mais une montée étalée avec un ressaut. Le nœud du χ^2 peut donc tomber entre 2 266 et 7 030 — verdict « aucune des deux » — alors même que la montée commence au bon ξ .

Ce verdict est accepté d'avance. Il est interdit d'ajouter, le jour du calcul, un second estimateur de type « début de pente » qui rendrait la transition à seuil plus facile à reconnaître. L'interdiction est déjà écrite plus haut ; elle est rappelée ici parce que c'est le moment où elle sera la plus tentante.

Ce qui va dans la Lettre, et ce qui n'y va pas

Y va : l'abscisse ξ , les deux valeurs prédites de ξ^* , les deux jeux de coupes exécutés en parallèle, les critères d'arrêt, et le fait que l'échantillon à trente-six systèmes ne porte pas ce test.

N'y va pas : le détail de l'injection dans un modèle à facteur global, qui relance un débat dont ce protocole s'écarte ; et toute formule affirmant que rien ne peut absorber l'effet, puisque la sélection et la multiplicité le peuvent.