

Влияние пост- рекомбинационной аккреции на слияния ПЧД в ВГТМ

Коновалов А. А. *

Постнов К. А. **

Государственный астрономический
институт им. П.К.Штернберга

Эпохи аккреции и слияний



*первичные чёрные дыры, ** вириализованные гало тёмной материи

Модели аккреции

Модель **Бонди–Хойла–Литтлтона (BHL)**

Учитывает **космологические** факторы:
конечные размеры резервуара газа
(Хаббловский горизонт), комптоновское
торможение о микроволновый фон

Поправка к классической модели:
 $\lambda(M, z)$ – коэффициент

Приводит к **бурной** аккреции

$$\frac{dM_{\text{BHL}}}{dt} = 4\pi\lambda\rho_B r_B^2 v_{\text{eff}}$$

Модель **Парк–Рикотти (PR)**

Учитывает **локальные** факторы:
радиационная обратная связь

Поправка к классической модели:
 $c^{\text{in}}_s = 25 c_s$

Приводит к **подавленной** аккреции

$$\frac{dM_{\text{PR}}}{dt} = 4\pi\rho_B^{\text{in}} r_B^2 (v_{\text{eff}}^{\text{in}}) v_{\text{eff}}^{\text{in}},$$

Трансформация парной функции масс

$$M = m_1 + m_2$$

-сумма масс

$$\eta = \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}$$

-симметричное
соотношение масс

Обнаруженные эффекты
(сдвиги вдоль осей):

- суммарной массы
(более тяжелые
системы)
- симметричного
соотношения масс
(ассиметричные
системы)

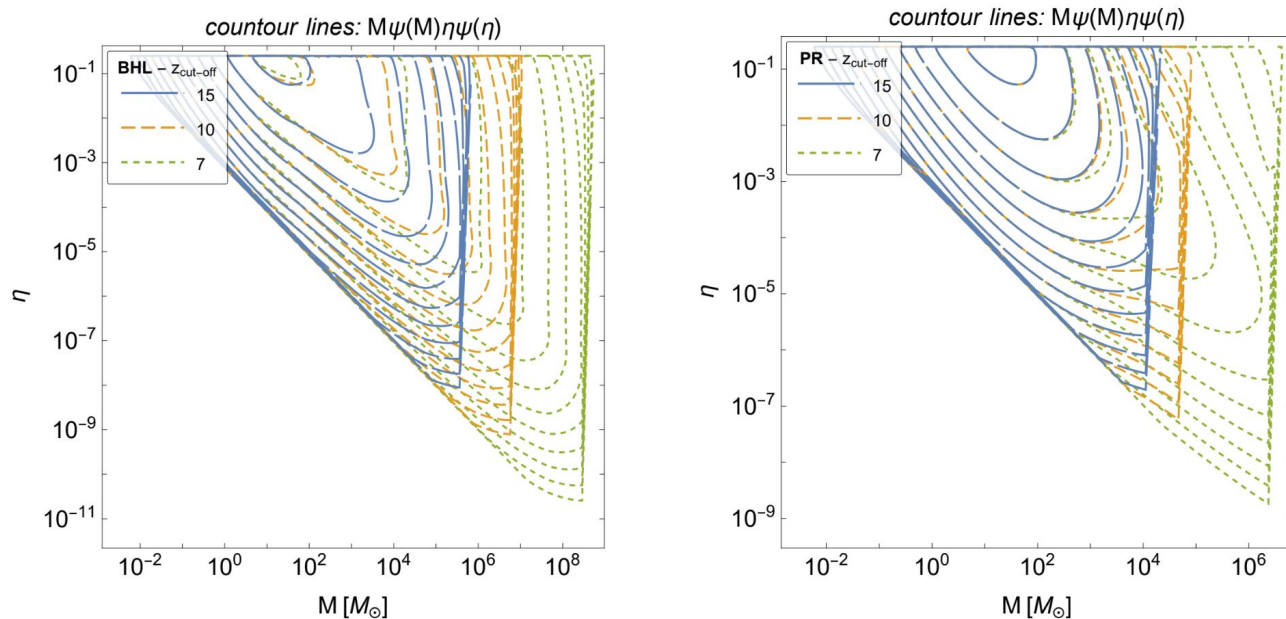


Figure 2. Reshaping of the binary mass function $\psi(M)\psi(\eta)$ at fixed $\langle M \rangle_i = 20 M_\odot$ and $\gamma = 1$ due to post-recombination accretion. The left and right panels correspond to the BHL and PR accretion models, respectively.

Фактор увеличения слияний

Используется модель слияний Райдал в позднем канале.

$$\mathcal{E}_{L2}(z) = \left(\frac{\langle M \rangle_z}{\langle M \rangle_i} \right)^2 \times \frac{\iint dm_1 dm_2 \eta^{-5/7} \psi_z(m_1) \psi_z(m_2)}{\iint dm_1 dm_2 \eta^{-5/7} \psi_i(m_1) \psi_i(m_2)},$$

$$\mathcal{E}_{L3}(z) = \left(\frac{\langle M \rangle_z}{\langle M \rangle_i} \right)^3 \times \frac{\iint dm_1 dm_2 \eta^{-1 + \frac{\gamma a}{7}} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{3 - \frac{\gamma a}{7}} \mathcal{F} \left(\frac{\langle M \rangle_z}{2\eta M} \kappa_{\min} \right) \psi_z(m_1) \psi_z(m_2)}{\iint dm_1 dm_2 \eta^{-1 + \frac{\gamma a}{7}} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{3 - \frac{\gamma a}{7}} \mathcal{F} \left(\frac{\langle M \rangle_i}{2\eta M} \kappa_{\min} \right) \psi_i(m_1) \psi_i(m_2)}$$

Значительные численные значения факторов связаны со структурой формул:

- положительные степени суммарной массы **M**
- отрицательные степени симметричного соотношения масс **η**

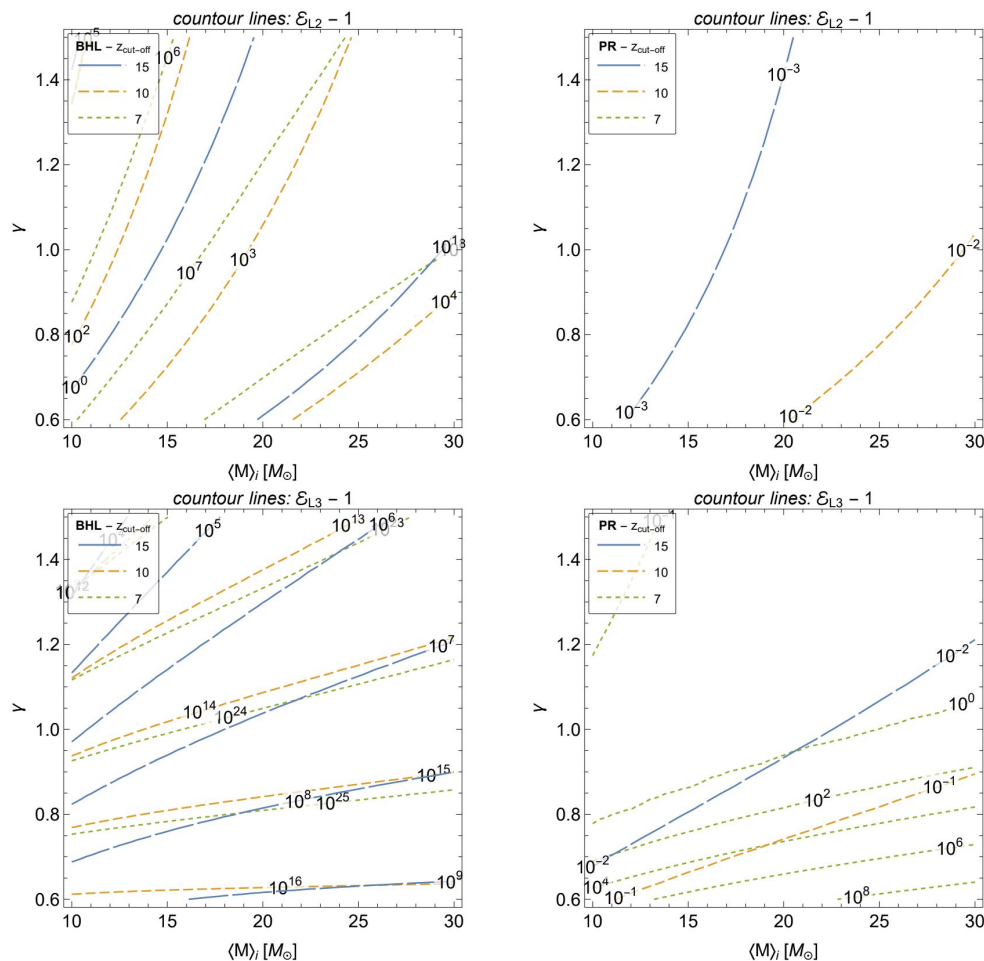


Figure 4. The gain coefficient $\mathcal{E} - 1$ of the merger rate of binary PBHs as a function of the initial distribution parameters $\langle M \rangle_i$, and γ . Rows correspond to the two-body (top) and three-body (bottom) channels, while columns represent the BHL (left) and PR (right) accretion models.

Результаты

- **Рост** темпов слияний **R** (и связанных величин) с **увеличение** средней массы $\langle M_0 \rangle$ и **уменьшение** «остроты» γ начального спектра масс, а также при **позднем zcut-off** завершении аккреции. Значительная бóльшая **значимость** предшествующей аккреции **для трёх-**, нежели двухчастичного канала.
- Получены ограничения на долю ПЧД в ТМ **fi** на момент рекомбинации.
- Показана трансформация профилей слияний: **сдвиг** в область тяжелых масс, **распложение** по соотношениям масс.
- Показано, что модель аккреции **BHL** допустима только при экстремально **низкой** начальной доле ПЧД в ТМ **fi** или при достаточно **раннем zcut-off** окончании аккреции.
- Оценено ожидаемое число событий в год для будущего космического ГВ интерферометра TianQin. Показана принципиальная **возможность** (модель BHL) регистрации событий в позднем трёхчастичном канале.

Необходимость учёта аккреционного набора масс ПЧД в поздних каналах.

Доля ПЧД в ТМ

The evolution of the mean mass over the distribution is directly coupled to the evolution of the PBH (initially unassociated) mass fraction in DM, which can be defined as follows:

$$f_z = \frac{\Omega_{\text{PBH}z}}{\Omega_{\text{DM}z}} = \frac{M_{\text{PBH}i} + M_{\text{acc}z}}{M_{\text{DM}i} + M_{\text{acc}z}} = \frac{f_i \frac{\langle M \rangle_z}{\langle M \rangle_i}}{1 + f_i \left(\frac{\langle M \rangle_z}{\langle M \rangle_i} - 1 \right)} \quad (3.5)$$

where $M_{\text{PBH}i}$ and $M_{\text{DM}i}$ are the total masses of PBHs and DM at the recombination epoch, respectively, and $M_{\text{acc}z}$ is the accumulated accretion mass of PBHs due to post-recombination accretion up to the redshift z . Furthermore, factors of $(1+z)$ cancel out in this expression because both the PBH number density (inverse volume) and the matter density contain the same scale factor dependence $(1+z)^3$.

An upper limit on the possible binary PBH merger rate formed through the late two- and three-body channel is set at the LVK level. Based on this constraint, a bound on the initial PBH mass fraction in DM f_i can be derived for the investigated range of initial parameters. For this purpose, the equation

$$R(f_i, z = 1.5) = R_{\text{LVK}} \approx 10^2 \text{ Gpc}^{-3} \text{ yr}^{-1} \quad (4.10)$$

is solved, where the merger rate corresponds to that of the three-body channel. This choice is justified because the rate of the two-body channel, as demonstrated above, is significantly lower and would consequently yield a less stringent constraint.

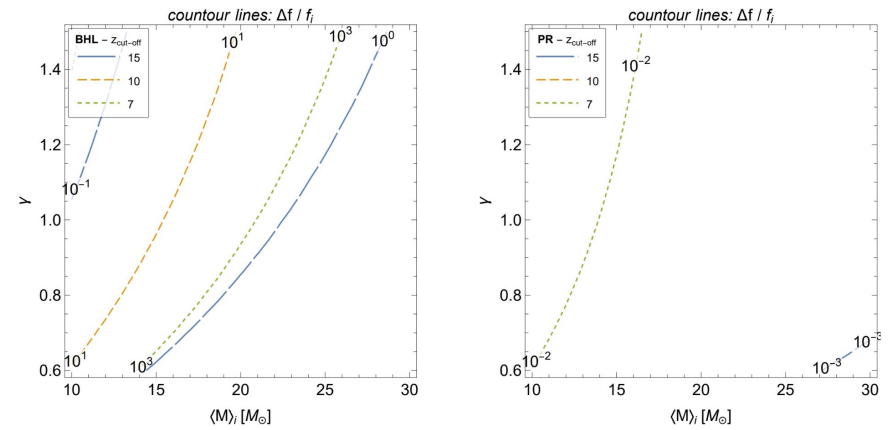


Figure 3. Enhancement of the initial PBHs fraction in DM $\frac{\Delta f}{f_i}$ due to post-recombination accretion as a function of the initial distribution parameters $\langle M \rangle_i$, and γ . The left and right panels correspond to the BHL and PR accretion models, respectively.

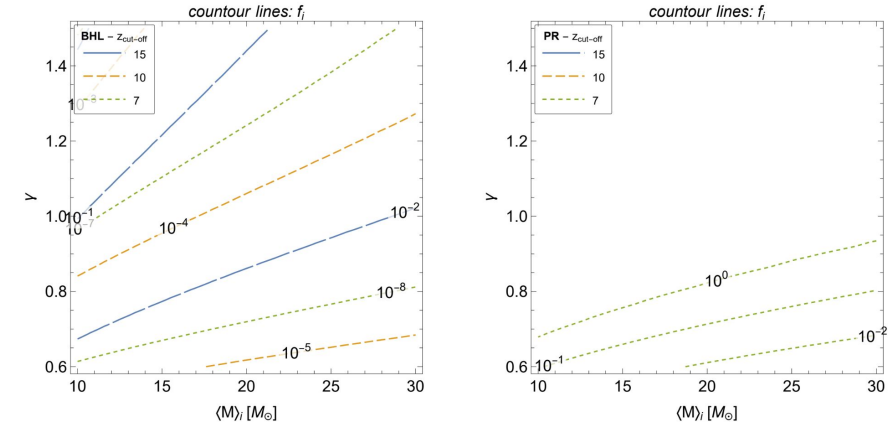


Figure 7. Constraints on the initial PBHs fraction in DM f_i from the LVK merger rate limits as a function of the initial distribution parameters $\langle M \rangle_i$, γ . The left and right panels correspond to the BHL and PR accretion models, respectively.

Оценка темпов слияний для TianQin

The signal-to-noise ratio threshold is set at $\text{SNR}_{\text{det}} = 10$, corresponding to a confident event detection. Consequently, this yields an implicit equation defining the surface $\text{SNR}_{\text{det}} = \text{SNR}(z_{\text{lim}}, m_1, m_2)$, which can be solved numerically to obtain the dependence $z_{\text{lim}} = z_{\text{lim}}(m_1, m_2)$.

To estimate the event rate per year, the merger rate must be integrated over the comoving volume assuming isotropic distribution of sources across all sky directions, with the radial integration limit bounded by z_{lim} to ensure a signal-to-noise ratio above SNR_{obs} :

$$\dot{N} = \int_0^{z_{\text{lim}}(m_1, m_2)} dD_L(z) \iint dm_1 dm_2 \frac{dR_L(m_1, m_2, z)}{dm_1 dm_2} \frac{4\pi D_L^2(z)}{1+z} \quad (5.5)$$

where the factor of $(1+z)^{-1}$ accounts for the cosmological time dilation between the source rest frame and the detector frame.

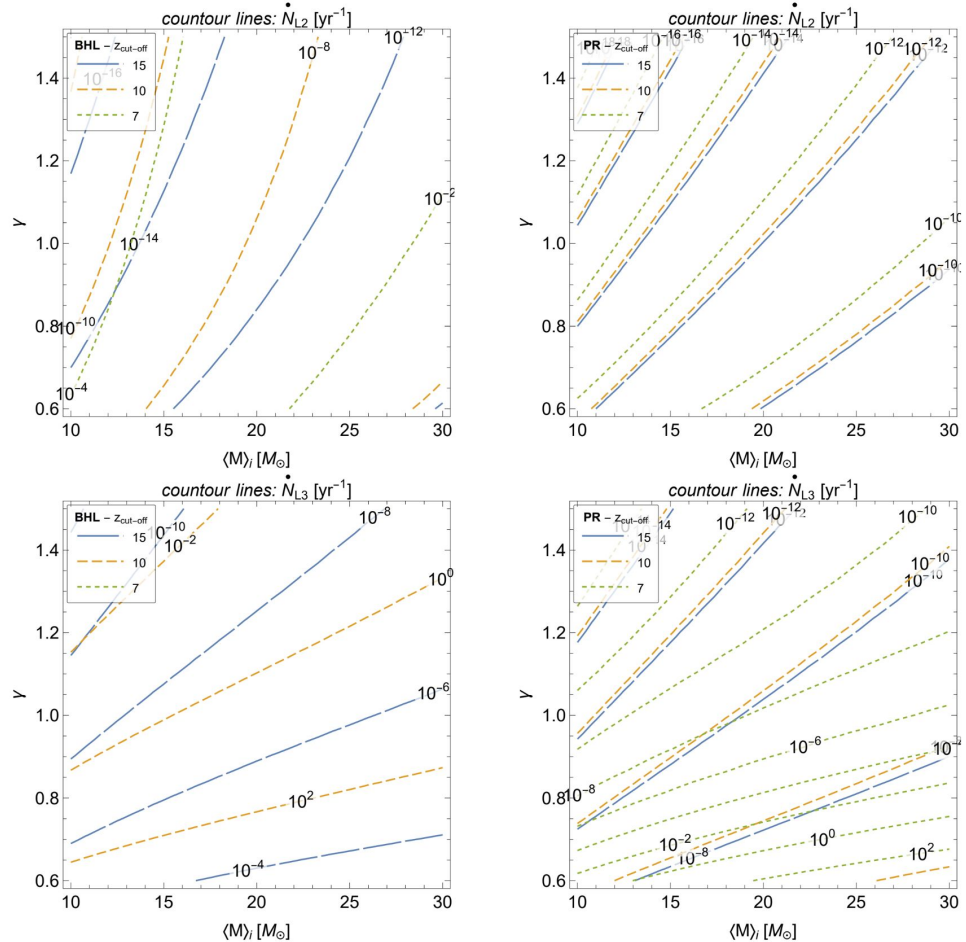


Figure 8. The predicted annual merger rate $\dot{N}$ of binary PBHs as a function of the initial distribution parameters $\langle M \rangle_i$, and γ . Rows correspond to the two-body (top) and three-body (bottom) channels, while columns represent the BHL (left) and PR (right) accretion models with fixed values $f_i = 10^{-6}$ and 10^{-3} , respectively.

Трансформация профилей слияний

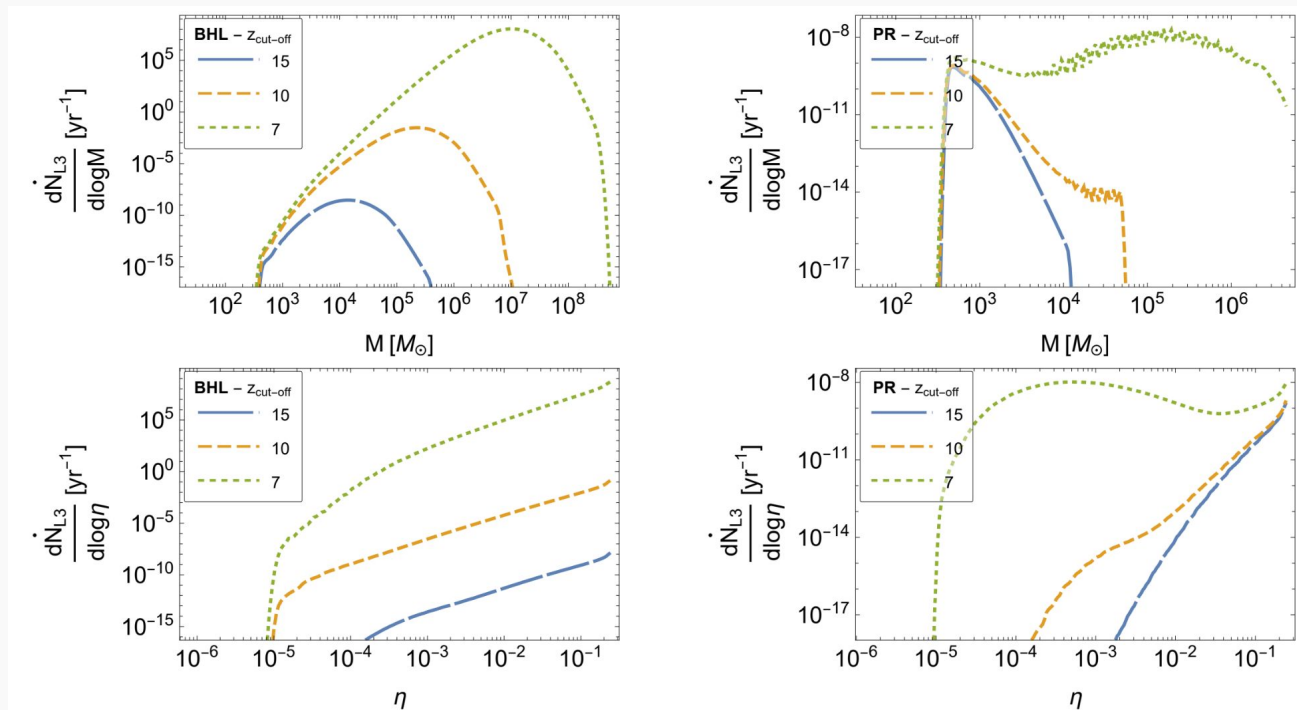


Figure 9. The predicted annual profiles for late three-body channel at fixed $\langle M \rangle_i = 20 M_\odot$ and $\gamma = 1$. Rows correspond to the functions of total mass M (top) and symmetric mass ratio η (bottom), while columns represent the BHL (left) and PR (right) accretion models with fixed values $f_i = 10^{-6}$ and 10^{-3} , respectively.