

# Проверка концепции классичности на запутанных состояниях нейтральных псевдоскалярных мезонов с помощью зависящих от двух и трех моментов времени неравенств Вигнера



**Н. В. Никитин**   **А. Ю. Ефимова**

Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия  
Женевский университет, Женева, Швейцария

**Физика частиц при средних и высоких энергиях**

Протвино, Россия   02 – 05 июня 2026 г.

# Содержание

1. Основной вопрос относительно квантовой парадигмы
2. Концепция локального реализма и ее математическая формулировка
3. Концепция макроскопического реализма
4. Классичность как она есть
5. Неравенство Вигнера для двух моментов времени  $t_0$  и  $t$
6. Чистые состояния  $K^0\bar{K}^0$ -пар и неравенство Вигнера
7. Статическое неравенство Вигнера при наличии фона
8. Пример нарушения двухвременного неравенства Вигнера
9. Нер-во Вигнера для трех моментов времени  $t_0$ ,  $t_1$  и  $t_2$
10. Пример нарушения нер-ва Вигнера для трех времен
11. Заключение

# Основной вопрос относительно квантовой парадигмы

Созданная **сто лет** назад **квантовая парадигма** содержит утверждения, противоречащие классическому "здоровому смыслу", представлениям о локальности, принципу ослабления корреляций Н. Н. Боголюбова, колмогоровским аксиомам теории вероятности и т.д.

**Вопрос:** сводится ли квантовая парадигма к классической или, напротив, обобщает ее?

**Ответ:** чтобы попытаться свести квантовую парадигму к классической, необходимо ясно сформулировать, каким условиям должны удовлетворять физические системы в классической парадигме.

Статическая концепция **локального реализма**: измеряется значение нескольких наблюдаемых в один момент времени (работа **A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen Phys. Rev. 47, p. 777 (1935)**). Следствия: неравенства Белла (первым написал Дж. Буль), неравенства Вигнера и т.д.

Динамическая концепция **макроскопического реализма**: измеряется одна наблюдаемая, но в разные моменты времени. (работа **A. J. Leggett, A. Garg, Phys. Rev. Lett. 54, p. 857 (1985)**). Следствия: неравенства Леггетта-Гарга, неравенства Леггетта-Гарга в форме Вигнера.

# Концепция локального реализма и ее математическая формулировка

Концепция **локального реализма** ("LR") включает в себя четыре принципа:

**1) Классический реализм** ("CR"): совокупность всех характеристик любой физической системы существует совместно и независимо от наблюдателя. При этом может оказаться так, что наблюдатель не в состоянии совместно измерить всю совокупность таких характеристик любым классическим измерительным прибором.

Принцип **CR** означает, что если квантовая система обладает наблюдаемыми  $A$ ,  $B$  и так далее, то **ВСЕГДА** существуют совместные вероятности того, что квантовая система имеет значение спектра  $a_\alpha$  наблюдаемой  $A$ , значение спектра  $b_\beta$  наблюдаемой  $B$  и так далее:

$$0 \leq w(a_\alpha, b_\beta \dots | D_A, D_B, \dots) \leq 1.$$

2) **Локальность**: если два измерения выполнены классическими измерительными приборами  $D^{(1)}$  и  $D^{(2)}$  в двух разных точках 4-мерного пространства–времени, которые разделены между собой **пространственноподобным** интервалом в течение всего времени измерения, то состояние классического прибора  $D^{(1)}$  никак не влияет на показания классического прибора  $D^{(2)}$ . И наоборот.

В силу этого условия "локальный экспериментатор" подсистемы "(1)", который измеряет спектр наблюдаемой  $A^{(1)}$ , ничего не знает о результатах измерения спектра наблюдаемой  $B^{(2)}$ . Поэтому он должен просуммировать по всем значениям спектра наблюдаемой  $B^{(2)}$ . При этом принцип локальности требует исключить влияние состояния классического прибора  $D_B^{(2)}$  на результаты измерения наблюдаемой  $A^{(1)}$  в подсистеме "(1)":

$$\sum_{\beta} w \left( a_{\alpha}^{(1)}, b_{\beta}^{(2)} \mid D_A^{(1)}, D_B^{(2)} \right) = w \left( a_{\alpha}^{(1)} \mid D_A^{(1)} \right).$$

Данное соотношение носит название **No-signaling condition** или условие отсутствия обмена информацией (**NS-условие**).

3) **Классическое измерение**: если физическая система содержит две совместно неизмеримые наблюдаемые  $A$  и  $C$ , которые разделены временноподобным интервалом, то конечный результат измерения спектров этих наблюдаемых не зависит от того, в какой последовательности измеряются рассматриваемые наблюдаемые.

Данный принцип отражается в формулировке "**расширенного**" **NS – условия**:

$$\sum_{\gamma} w \left( a_{\alpha}^{(1)}, c_{\gamma}^{(1)}, b_{\beta}^{(2)} \mid D_A^{(1)}, D_C^{(1)}, D_B^{(2)} \right) = w \left( a_{\alpha}^{(1)}, b_{\beta}^{(2)} \mid D_A^{(1)}, D_C^{(1)}, D_B^{(2)} \right);$$

$$\sum_{\alpha} w \left( a_{\alpha}^{(1)}, b_{\beta}^{(2)} \mid D_A^{(1)}, D_C^{(1)}, D_B^{(2)} \right) = w \left( b_{\beta}^{(2)} \mid D_B^{(2)} \right).$$

4) **Свобода воли**: каждая последующая серия измерений **статистически независима** от предыдущей, что позволяет использовать обычные методы статистической обработки и анализа экспериментальных данных.

# Концепция макроскопического реализма

- 1) **Истинный макроскопический реализм** или **Macroscopic realism per se**: физическая система, обладающая несколькими макроскопически различимыми состояниями, в каждый момент времени находится в одном и только в одном из всех своих возможных состояний.
- 2) Принцип **неразрушающего измерения** или **NIM**. Этот принцип утверждает, что можно сколь угодно точно измерить состояние физической системы, но при этом сколь угодно мало повлиять на последующую динамику системы.
- 3) **Принцип индукции** фактически повторяет принцип **свободы воли** концепции локального реализма.

# Классичность как она есть

В физике средних и высоких энергий не реализуются неразрушающие измерения. А из-за постоянного изменения числа частиц мы должны учитывать динамику системы. Поэтому концепции Локального и Макроскопического реализма не подходят. Требуется более общая концепция классической парадигмы, которую мы назовем **"Классичностью"**. К этой концепции относятся следующие принципы:

**1) Истинность (Ontism)**: в любой момент времени  $t_i$  физическая система находится в одном из возможных "истинных состояний" или "ontic states".

Любое "истинное состояние" полностью описывается уникальным набором значений спектров всех наблюдаемых, относящихся к данной физической системе. Не предполагается, что все наблюдаемые, характеризующие "истинное состояние" физической системы, могут быть совместно измерены.

**2) Наблюдаемость (Epistemism)**: экспериментатор всегда имеет дело с "наблюдаемым состоянием" или "epistemic state" физической системы. "Наблюдаемые состояния" различаются между собой значениями наблюдаемых, которые могут быть совместно измерены в момент времени  $t_i$ .

3) **Согласованность**: в каждый момент времени  $t_i$  для значений спектров любой наблюдаемой в "истинном состоянии" справедливы NS-условие и расширенное NS-условие.

4) **Классичность измерения**: для значения спектра любой наблюдаемой в "истинном состоянии" всегда справедливо условие: вероятность измерить значения  $a(t_i)$  и  $a(t_j)$  спектра наблюдаемой  $A(t)$  не зависит от того, проводилось или нет измерение спектра этой наблюдаемой в момент времени  $t_k$  (более обща формулировка принципа неразрушающего измерения в концепции **макроскопического реализма**).

5) **Независимость**: повторяет принцип **свободы воли** концепции локального реализма.

В рамках классичности можно записать следующую общую вероятностную связь между значениями спектра наблюдаемой  $A$  в моменты времени  $t_1$  и  $t_2 > t_1$ :

$$\begin{aligned} w(a_\epsilon(t_2), b_\beta(t_1) \dots | D_A, D_B, \dots) &= \\ = \sum_{\alpha} w(a_\alpha(t_1) \rightarrow a_\epsilon(t_2)) w(a_\alpha(t_1), b_\beta(t_1) \dots | D_A, D_B, \dots), \end{aligned}$$

т.е. эволюция наблюдаемой  $A$  происходит во времени независимо от эволюции остальных наблюдаемых, характеризующих квантовую систему.

# Неравенство Вигнера для двух моментов времени $t_0$ и $t$

$$\begin{aligned} & w \left( a_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t \right) \leq \\ & \leq w \left( a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t) \right) \left[ w \left( b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t) \right) + \right. \\ & + w \left( b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t) \right) \left. \right] \cdot w \left( a_+^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0 \right) + \\ & + w \left( a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t) \right) \left[ w \left( b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t) \right) + \right. \\ & + w \left( b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t) \right) \left. \right] \cdot w \left( a_-^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0 \right) + \\ & + w \left( b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t) \right) \left[ w \left( a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t) \right) + \right. \\ & + w \left( a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t) \right) \left. \right] \cdot w \left( c_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0 \right) + \\ & + w \left( b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t) \right) \left[ w \left( a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t) \right) + \right. \\ & + w \left( a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t) \right) \left. \right] \cdot w \left( c_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0 \right). \end{aligned}$$

Впервые предложено в работе N. Nikitin, V. Sotnikov, K. Toms, Phys. Rev. D 92, 016008 (2015). Получило корректное обоснование в статье A. Yu. Efimova, N. V. Nikitin, Phys. Rev. D 111, 036021 (2025).

## Чистые состояния пар $K^0 \bar{K}^0$ и неравенство Вигнера

Рассмотрим пары нейтральных псевдоскалярных каонов, которые в момент времени  $t_0 = 0$  находились в **состоянии Белла**

$$|\Psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |K^{(2)}\rangle \otimes |\bar{K}^{(1)}\rangle - |\bar{K}^{(2)}\rangle \otimes |K^{(1)}\rangle \right).$$

Это состояние полностью антикоррелировано по аромату, равно как по  $CP$ -четности (обозначим как  $|K_1^{(i)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^{(i)}\rangle + |\bar{K}^{(i)}\rangle)$  и  $|K_2^{(i)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^{(i)}\rangle - |\bar{K}^{(i)}\rangle)$ ) и массе/времени жизни (обозначим как  $|K_L^{(i)}\rangle \approx \varepsilon |K_1^{(i)}\rangle + |K_2^{(i)}\rangle$  и  $|K_S^{(i)}\rangle \approx \varepsilon |K_2^{(i)}\rangle + |K_1^{(i)}\rangle$ ).

Для нейтральных  $K$ -мезонов такое состояние может быть получено в распаде

$$\varphi(1020) \rightarrow K^0 \bar{K}^0.$$

При  $t = t_0$  получаем **статическое** неравенство  $|\operatorname{Re}\varepsilon| \leq |\varepsilon|^2$ , которое нарушается с большим запасом, поскольку  $|\varepsilon| \sim |\operatorname{Re}\varepsilon| \sim 10^{-3}$ .

## Статическое неравенство Вигнера при наличии фона

Все меняется, если учесть фоновые процессы. Рассмотрим простейшую модель фона, которая описывается при помощи матрицы плотности **состояния Вернера**:

$$\hat{\rho}^{(W)} = x |\Psi^-\rangle \langle \Psi^-| + \frac{1}{4}(1-x)\hat{1},$$

где  $0 \leq x \leq 1$  – параметр чистоты и  $\hat{1}$  – единичная матрица размерности  $4 \times 4$ . Тогда при  $t = t_0$  получаем **статическое** ( $t = t_0$ ) неравенство Вигнера:

$$x \leq \frac{1 + |\varepsilon|^2}{1 + 2 \operatorname{Re} \varepsilon - |\varepsilon|^2} \approx 1 - 2 \operatorname{Re} \varepsilon \approx 0,998.$$

То есть статическое неравенство Вигнера может нарушаться только для практически чистого состояния, которое невозможно приготовить ни в одном реальном эксперименте.

# Пример нарушения двухвременного неравенства Вигнера

Неравенства Вигнера для двух моментов времени могут быть переписаны в форме:

$$1 \leq R_N(t, t_0, \dots),$$

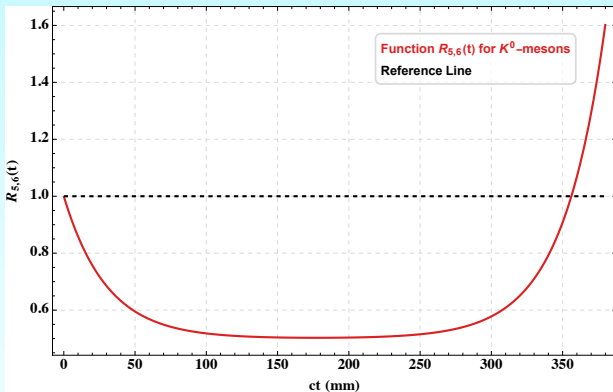
где  $N = \{1, \dots, 8\}$  – идентификационный номер каждого неравенства. Неравенства **нарушаются**, когда  $R_N(t, t_0, \dots) < 1$ .

Для  $K^0$ -мезонов неравенства Вигнера нарушаются при  $N = \{5, 6\}$ :

$$\begin{array}{ll} a_+^{(i)} \rightarrow K_1^{(i)}; & a_-^{(i)} \rightarrow K_2^{(i)}; \\ b_+^{(i)} \rightarrow \bar{K}^{(i)} (K^{(i)}); & b_-^{(i)} \rightarrow K^{(i)} (\bar{K}^{(i)}); \\ c_+^{(i)} \rightarrow K_S^{(i)}; & c_-^{(i)} \rightarrow K_L^{(i)}. \end{array}$$

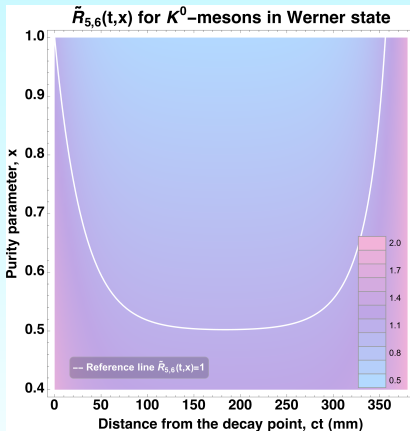
Функция  $R_N(t, t_0, \dots)$  относится к чистому состоянию  $|\Psi^-\rangle$  для  $K\bar{K}$ -пар в момент времени  $t_0$ . А функция  $\tilde{R}_N(t, t_0, x, \dots)$  – к состоянию Вернера в момент времени  $t_0$ . Имеет место очевидное соответствие  $\tilde{R}_N(t, t_0, x = 1, \dots) \equiv R_N(t, t_0, \dots)$ .

Функция  $R_{5,6}(t, t_0 = 0, \dots)$  для  $K^0 \bar{K}^0$ -пар при условии, что  $\left| \frac{q}{p} \right| = 1$  и параметр чистоты  $x = 1$ .



Из графика явно следует возможность нарушения неравенств Вигнера для двух моментов времени на чистом флейворном состоянии Белла  $|\Psi^-\rangle$  в доступной для экспериментаторов пространственной области.

Функция  $\tilde{R}_{5,6}(t, t_0 = 0, x, \dots)$  при различных значениях параметра чистоты  $x$ . Сплошной белой линией обозначена граница  $\tilde{R}_{5,6}(t, t_0 = 0, x, \dots) = 1$ .



Из графика следует, что двухвременные неравенства Вигнера **нарушаются** для параметра чистоты  $x \in [0.5, 1.0]$ . Это снимает основной недостаток статических неравенств Вигнера для  $K^0 \bar{K}^0$ -пар, которые нарушаются при экспериментально недостижимых значениях  $x > 0.998$ .

## Нер-во Вигнера для трех моментов времени $t_0$ , $t_1$ и $t_2$

$$\begin{aligned} & w \left( a_+^{(2)}(t_2), b_+^{(1)}(t_1) \right) \leq \\ & \leq w \left( a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2) \right) \left[ w \left( b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1) \right) + \right. \\ & + w \left( b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1) \right) \left. \right] \cdot w \left( a_+^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0 \right) + \\ & + w \left( a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2) \right) \left[ w \left( b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1) \right) + \right. \\ & + w \left( b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1) \right) \left. \right] \cdot w \left( a_-^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0 \right) + \\ & + w \left( b_+^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1) \right) \left[ w \left( a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2) \right) + \right. \\ & + w \left( a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2) \right) \left. \right] \cdot w \left( c_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0 \right) + \\ & + w \left( b_-^{(1)}(t_0) \rightarrow b_+^{(1)}(t_1) \right) \left[ w \left( a_+^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2) \right) + \right. \\ & + w \left( a_-^{(2)}(t_0) \rightarrow a_+^{(2)}(t_2) \right) \left. \right] \cdot w \left( c_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0 \right). \end{aligned}$$

Впервые предложено в работе **N. Nikitin, V. Sotnikov, K. Toms, Phys. Rev. D 92, 016008 (2015)**. Получило корректное обоснование в статье **А. Ю. Ефимова, Н. В. Никитин, ЯФ т.876 N3, стр.218–234 (2024)**.

## Пример нарушения нер-ва Вигнера для трех времен

Неравенства Вигнера для трех моментов времени  $t_0$  (начальный момент),  $t_1$  и  $t_2$  могут быть записаны в форме:

$$1 \leq A_N(t_2, t_1, t_0, \dots),$$

где индекс  $N = \{1, \dots, 8\}$  идентифицирует номер каждого неравенства. Номера  $N$  совпадают с номерами для функций

$$R_N(t, t_0, \dots) = A_N(t_2 = t, t_1 = t, t_0, \dots).$$

Неравенства **нарушаются**, когда  $A_N(t_2, t_1, t_0, \dots) < 1$ . Для  $K^0$ -мезонов нарушение происходит при  $N = \{5, 6\}$

Функция  $A_N(t_2, t_1, t_0, \dots)$  относится к чистому состоянию  $|\Psi^-\rangle$  для  $K\bar{K}$ -пар в момент времени  $t_0$ . А функция  $\tilde{A}_N(t_2, t_1, t_0, x, \dots)$  – к состоянию Вернера в момент времени  $t_0$ . Имеет место соответствие  $\tilde{A}_N(t_2, t_1, t_0, x = 1, \dots) \equiv A_N(t_2, t_1, t_0, \dots)$ .

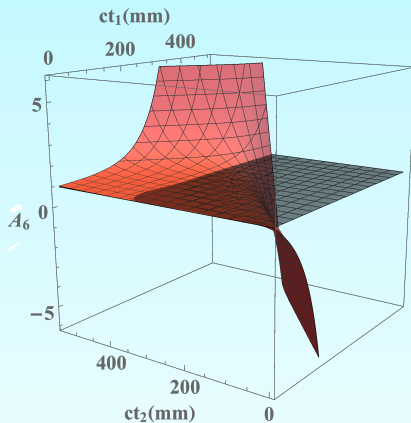
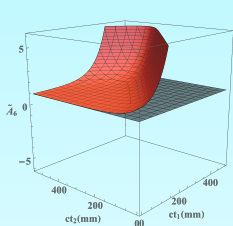
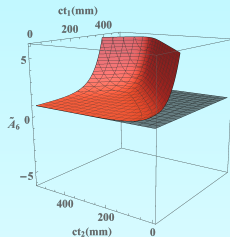


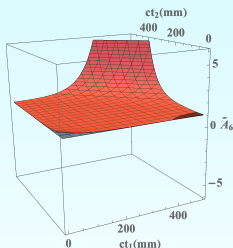
График функции  $A_6(t_2, t_1, t_0 = 0, \dots)$  для  $K^0$ -мезонов. В момент времени  $t_0 = 0$  пара  $K^0\bar{K}^0$  находится в чистом флейворном состоянии  $|\Psi^-\rangle$  (то есть  $x = 1$ ). Значение переменных  $ct_1$  и  $ct_2$  измеряется в миллиметрах, где  $c$  – скорость света, отношение  $|q/p| = 1$ . Из рисунка видно, что трехвременные неравенства Вигнера могут сильно нарушаться.



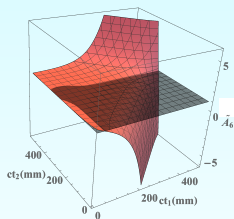
$$x = 0.0$$



$$x = 0.3$$



$$x = 0.5$$



$$x = 0.7$$

Графики функций  $\tilde{A}_6(t_2, t_1, t_0 = 0, x, \dots)$  для  $K^0$ -мезонов. В момент времени  $t_0 = 0$  пара  $K^0\bar{K}^0$  находится в флейворном состоянии Вернера. Значение переменных  $ct_1$  и  $ct_2$  измеряется в миллиметрах,  $c$  – скорость света,  $|q/p| = 1$ .

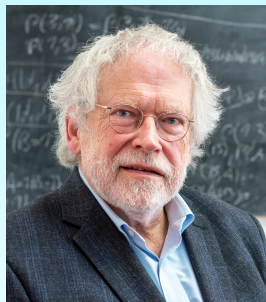
## Заклучение

- ▶ Строго сформулирована **концепция классичности**, которая включает в себя принципы истинности, наблюдаемости, согласованности, классичности измерения и независимости. Объяснена необходимость введения каждого принципа.
- ▶ На основе классичности последовательно получены **неравенства Вигнера для двух и трех моментов** времени.
- ▶ Исследована возможность **нарушения** таких неравенств в системах нейтральных псевдоскалярных  $K^0$ -мезонов в случае, если  $K^0\bar{K}^0$ -пара в начальный момент времени рождается как в чистом флейворном состоянии  $|\Psi^-\rangle$ , так и в смешанном состоянии **Вернера**.
- ▶ Продемонстрировано, что при описании вклада фоновых процессов в рамках приближения Вернера неравенства Вигнера для двух и трех моментов времени могут нарушаться при  $x \in [0.5, 1.0]$ .

Спасибо за внимание!



## Нобелевская премия 2022 – квантовым оптикам



**4 октября 2022** года было объявлено, что лауреатами Нобелевской премии по физике **2022** года стали **Ален Аспе** (Alain Aspect, 15.06.1947), **Джон Френсис Клаузер** (John F. Clauser, 01.12.1942) и **Антон Цайлингер** (Anton Zeilinger, 20.05.1945) за эксперименты с запутанными фотонами, которые позволили установить **нарушение неравенств Белла**, а также за вклад в развитие квантовой информатики.

Таблица соответствия между значениями спектров дихотомных наблюдаемых и физическими характеристиками нейтральных псевдоскалярных мезонов

$N$	Соответствия для элементов спектров
<b>1</b>	$a_+ \rightarrow M_1; b_+ \rightarrow \bar{M}; c_+ \rightarrow M_H; a_- \rightarrow M_2; b_- \rightarrow M; c_- \rightarrow M_L$
<b>2</b>	$a_+ \rightarrow M_1; b_+ \rightarrow M; c_+ \rightarrow M_H; a_- \rightarrow M_2; b_- \rightarrow \bar{M}; c_- \rightarrow M_L$
<b>3</b>	$a_+ \rightarrow M_2; b_+ \rightarrow \bar{M}; c_+ \rightarrow M_H; a_- \rightarrow M_1; b_- \rightarrow M; c_- \rightarrow M_L$
<b>4</b>	$a_+ \rightarrow M_2; b_+ \rightarrow M; c_+ \rightarrow M_H; a_- \rightarrow M_1; b_- \rightarrow \bar{M}; c_- \rightarrow M_L$
<b>5</b>	$a_+ \rightarrow M_1; b_+ \rightarrow \bar{M}; c_+ \rightarrow M_L; a_- \rightarrow M_2; b_- \rightarrow M; c_- \rightarrow M_H$
<b>6</b>	$a_+ \rightarrow M_1; b_+ \rightarrow M; c_+ \rightarrow M_L; a_- \rightarrow M_2; b_- \rightarrow \bar{M}; c_- \rightarrow M_H$
<b>7</b>	$a_+ \rightarrow M_2; b_+ \rightarrow \bar{M}; c_+ \rightarrow M_L; a_- \rightarrow M_1; b_- \rightarrow M; c_- \rightarrow M_H$
<b>8</b>	$a_+ \rightarrow M_2; b_+ \rightarrow M; c_+ \rightarrow M_L; a_- \rightarrow M_1; b_- \rightarrow \bar{M}; c_- \rightarrow M_H$