

# Гравитационные волны от электрослабого фазового перехода с участием лёгких сголдстино

Екатерина Крюкова

Научные руководители:

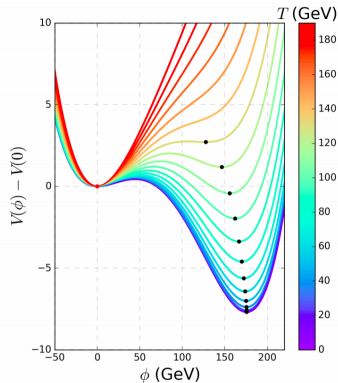
чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., проф. Горбунов Дмитрий Сергеевич  
к.ф.-м.н. Демидов Сергей Владимирович

Институт ядерных исследований РАН,  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Физический факультет, кафедра физики частиц и космологии

31 мая 2021

## Фазовый переход первого рода

- ▶ В космологии — нарушение электрослабой симметрии. В СМ гладкий кроссовер, для ФП I рода нужны дополнительные скаляры
- ▶ Модель со спонтанным нарушением SUSY на масштабе 10-100 ТэВ
- ▶ Суперполе сголдстино  $\Phi = \phi + \sqrt{2}\theta G + F_\phi \theta^2$ ,  $\langle F_\phi \rangle = F \neq 0$   
Комплексное поле  $\phi \Rightarrow$  скаляр  $s$  и псевдоскаляр  $p$



- ▶ При низких энергиях 3 легких поля: скаляры  $h$ ,  $s$ , псевдоскаляр  $p$
- ▶ **Цель работы:** изучить возможность электрослабого фазового перехода I рода в этой модели и получить спектр рождаемых при этом грав. волн

# Потенциал

$$V_{\text{eff}}(T, h, s, p) = \overbrace{V_0 + V_{CW} + V_{CT}}^{V_{T=0}(h,s,p)} + V_T(T, h, s, p),$$

древесный потенциал

$$V_0 = \frac{\lambda_1}{4} h^4 + \frac{\lambda_{hs}}{4} h^2 s^2 + \frac{\lambda_{hp}}{4} h^2 p^2 + \frac{\lambda_s}{4} s^4 + \frac{\lambda_p}{4} p^4 + \frac{\lambda_{sp}}{4} s^2 p^2 + \\ + \frac{\mu_1}{2} s h^2 + \frac{\mu_s}{6} s^3 + \frac{\mu_{sp}}{2} s p^2 - \frac{M_1^2}{2} h^2 + \frac{M_s^2}{2} s^2 + \frac{M_p^2}{2} p^2 + C^3 s,$$

однопетлевые поправки при  $T = 0$

$$V_{CW} = \frac{1}{64\pi^2} \sum_i (-1)^{s_i} n_i m_i^4(h, s, p) \left( \log \frac{m_i^2(h, s, p)}{Q^2} - c_i \right),$$

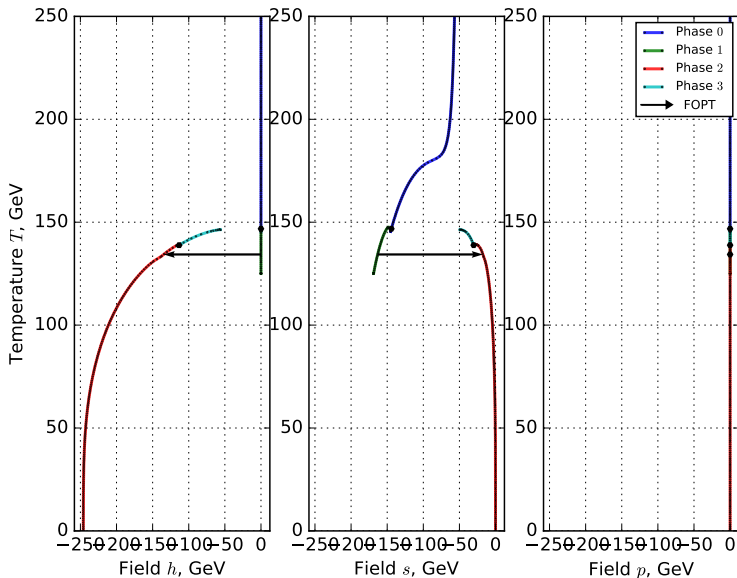
потенциал контрчленов  $V_{CT}$ , вакуум при  $T = 0$  в  $(v, 0, 0)$ ,

однопетлевые поправки при конечной температуре

$$V_T = \frac{T^4}{2\pi^2} \sum_i n_i J_{B/F} \left( \frac{m_i(h, s, p)}{T} \right).$$

# Пример фазового перехода

Минимумы потенциала находятся с помощью пакета PhaseTracer  
(P. Athron et al., Eur. Phys. J. C **80** (2020) no.6, 567 [arXiv:2003.02859])

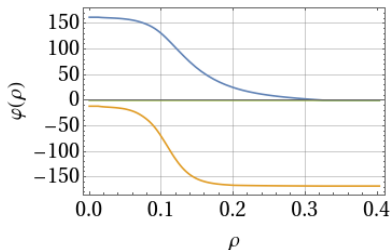


# Отскоковое решение

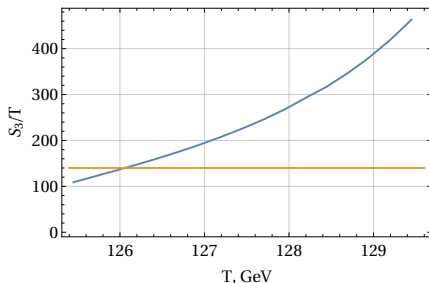
Вероятность зарождения одного пузыря на объеме Хаббла

$$P \sim \frac{M_{Pl}^{*4}}{T^4} \exp\left\{-\frac{S_3}{T}\right\}, \quad P \sim 1 \text{ при } S_3/T \approx 140.$$

Отскоковое решение находится с помощью пакета FindBounce  
(V. Guada, M. Nemevšek and M. Pintar, *Comput. Phys. Commun.* **256** (2020),  
107480 [arXiv:2002.00881])



Профиль критического пузыря

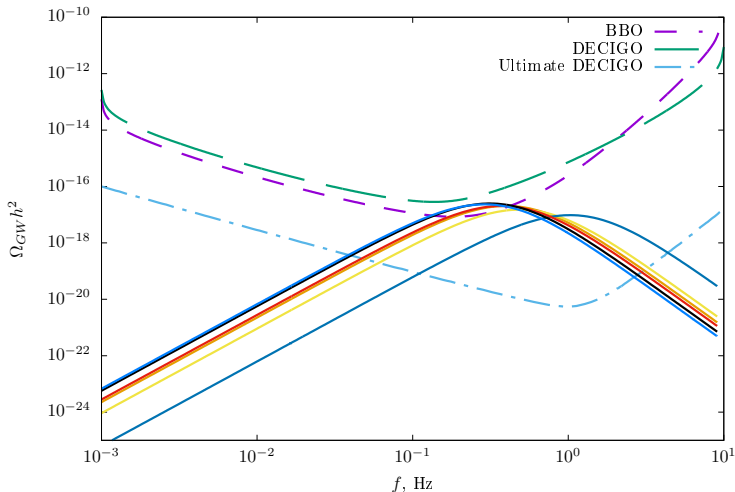


$S_3/T = 140$  при  $T_{nuc} = 126.05$  GeV

# Спектр гравитационных волн

Столкновения пузырей → звуковые волны в плазме и МГД  
турбулентность → гравитационные волны

$$\Omega_{GW} h^2 = \Omega_{sw} h^2 + \Omega_m h^2$$



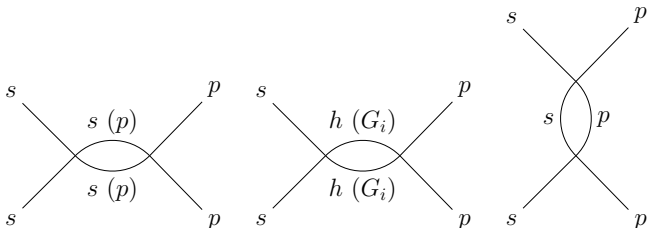
## Уравнения ренормгруппы

Получены 1-loop уравнения ренормгруппы для констант связи  $\lambda_1, \lambda_{hs}, \lambda_{hp}, \lambda_s, \lambda_p, \lambda_{sp}, \mu_1, \mu_s, \mu_{sp}$  и бегущих масс  $M_1^2, M_s^2, M_p^2$

$$Q \frac{\partial \lambda_{sp}}{\partial Q} = \frac{1}{16\pi^2} (6\lambda_s \lambda_{sp} + 6\lambda_p \lambda_{sp} + 4\lambda_{hs} \lambda_{hp} + 4\lambda_{sp}^2),$$

$$Q \frac{\partial \mu_{sp}}{\partial Q} = \frac{1}{16\pi^2} (6\lambda_p \mu_{sp} + 4\lambda_{sp} \mu_{sp} + \lambda_{sp} \mu_s + 4\lambda_{hp} \mu_1),$$

$$Q \frac{\partial M_s^2}{\partial Q} = \frac{1}{16\pi^2} (6\lambda_s M_s^2 + \lambda_{sp} M_p^2 - 4\lambda_{hs} M_1^2 + \mu_s^2 + \mu_{sp}^2 + 4\mu_1^2).$$



# Лагранжиан суперсимметричной модели со сголдстино

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_W + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_\Phi,$$

$$\mathcal{L}_K = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \sum_k \left( 1 - \frac{m_k^2}{F^2} \Phi^\dagger \Phi \right) \Phi_k^\dagger e^{g_1 V_1 + g_2 V_2 + g_3 V_3} \Phi_k,$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_W = \int d^2\theta \epsilon_{ij} & \left( \left( \mu - \frac{B}{F} \Phi \right) H_D^i H_U^j + \left( Y_{ab}^L + \frac{A_{ab}^L}{F} \Phi \right) L_a^j E_b^c H_D^i + \right. \\ & \left. + \left( Y_{ab}^D + \frac{A_{ab}^D}{F} \Phi \right) Q_a^j D_b^c H_D^i + \left( Y_{ab}^U + \frac{A_{ab}^U}{F} \Phi \right) Q_a^i U_b^c H_U^j \right) + h.c., \end{aligned}$$

$$\mathcal{L}_{gauge} = \frac{1}{4} \sum_a \int d^2\theta \left( 1 + \frac{2M_a}{F} \Phi \right) \text{Tr} W_\alpha W^\alpha + h.c.,$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\Phi = \int d^2\theta d^2\bar{\theta} & \left( \Phi^\dagger \Phi - \frac{\widetilde{m}_s^2 + \widetilde{m}_p^2}{8F^2} (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \frac{\widetilde{m}_s^2 - \widetilde{m}_p^2}{12F^2} (\Phi^\dagger \Phi^3 + \Phi^{\dagger 3} \Phi) + \right. \\ & + \left( \Delta_{\lambda_2}^u H_u^\dagger H_u + \Delta_{\lambda_2}^d H_d^\dagger H_d \right) \frac{(\Phi^\dagger \Phi)^2}{F^2} + \left( \Delta_{\lambda_4}^u H_u^\dagger H_u + \Delta_{\lambda_4}^d H_d^\dagger H_d \right) \frac{(\Phi^\dagger \Phi^3 + \Phi^{\dagger 3} \Phi)}{F^2} + \\ & \left. + \left( \Delta_{\mu_1}^u H_u^\dagger H_u + \Delta_{\mu_1}^d H_d^\dagger H_d \right) \frac{(\Phi^\dagger \Phi^2 + \Phi^{\dagger 2} \Phi)}{F^2} \right) - \left( \int d^2\theta F \Phi + h.c. \right). \end{aligned}$$



## Связь с суперсимметричной моделью ч.1

### Низкие энергии

Эффективный потенциал для ФП

Бозон Хиггса СМ  $h$

Один активный хиггсовский дублет  $\mathcal{H}$

Стандартное разложение нейтральных компонент

$$h_u^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (v \sin \beta + h \cos \alpha + H \sin \alpha + iA \cos \beta),$$

$$h_d^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (v \cos \beta - h \sin \alpha + H \cos \alpha + iA \sin \beta).$$

Рассматриваем:  $m_A \gg m_Z$  и  $\sin \alpha = -\cos \beta$ ,  $\cos \alpha = \sin \beta$  (т.е.  $\beta - \alpha = \pi/2$ ). В пределе низких энергий

$$h_u \rightarrow \mathcal{H} \sin \beta, \quad h_d \rightarrow -\epsilon_{ij} \mathcal{H}_j^* \cos \beta$$

G. F. Giudice and A. Romanino, Nucl. Phys. B **699** (2004), 65-89  
[arXiv:hep-ph/0406088].

## Связь с суперсимметричной моделью ч.2

Комплексное поле сголдстино  $\phi \equiv (s + ip)/\sqrt{2}$

Переобозначим константы связи сголдстино и бозона Хиггса

$$\lambda_2 \equiv \frac{1}{2}(\lambda_{hs} + \lambda_{hp}), \quad \lambda_4 \equiv \frac{1}{4}(\lambda_{hs} - \lambda_{hp}), \quad M_2^2 \equiv \frac{1}{2}(M_s^2 + M_p^2), \quad M_3^2 \equiv \frac{1}{4}(M_s^2 - M_p^2).$$

Уравнения связи из слагаемых вида  $\lambda_2 \phi^* \phi \mathcal{H}^\dagger \mathcal{H}$ ,  
 $\lambda_4 (\phi^2 + \phi^{*2}) \mathcal{H}^\dagger \mathcal{H}$ ,  $\mu_1 / \sqrt{2} (\phi + \phi^*) \mathcal{H}^\dagger \mathcal{H}$ ,  $M_2^2 \phi^* \phi$ ,  $M_3^2 (\phi^2 + \phi^{*2})$ .

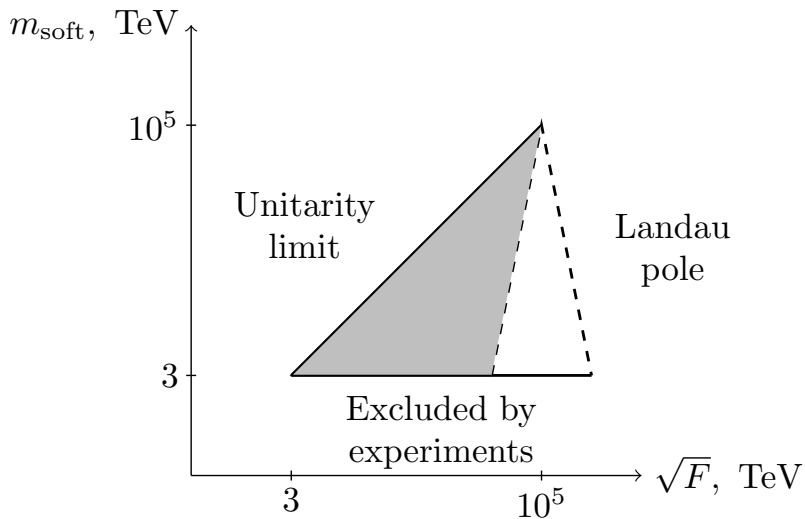
Пример:

$$\lambda_2 = -\frac{\delta_{\lambda_2}}{2}(1 - \cos 2\beta) - \frac{\delta_{\mu_1} \mu}{F} \sin 2\beta + \frac{1}{F^2} \left[ \frac{\mu^2 m_A^2}{2} (1 + \cos^2 2\beta) + \frac{m_Z^4}{4} \cos^2 2\beta + (\widetilde{m}_s^2 + \widetilde{m}_p^2) \left( \frac{m_A^2}{4} \sin^2 2\beta - \mu^2 \right) + \frac{m_Z^2}{2} \cos^2 2\beta (3\mu^2 - \widetilde{m}_s^2 - \widetilde{m}_p^2) \right].$$

## Восстановление параметров суперсимметричной модели

1. С помощью ур-й ренормгруппы находим значения  $\lambda_2$ ,  $\lambda_4$ ,  $\mu_1$ ,  $M_2^2$ ,  $M_3^2$  на масштабе  $Q \sim 1 - 10$  ТэВ
2. С помощью ур-й связи находим  $\mu$ ,  $m_A$ ,  $\sqrt{F}$  при заданных  $\text{tg } \beta$ ,  $\delta_{\lambda_2}$ ,  $\delta_{\lambda_4}$ ,  $\delta_{\mu_1}$ . Брались  $\text{tg } \beta = 10 - 20$ .

# Разрешенная область пространства параметров



# Результаты

1. В пространстве параметров модели с тремя легкими скалярными полями найдены точки, в которых при температуре  $T \approx 120 - 130$  ГэВ происходят ФП I рода
2. Получены энергетические спектры гравитационных волн, рождаемых в процессе ФП I рода. Поиск грав.-волн. сигналов может быть произведен на космических детекторах грав. волн Ultimate-DECIGO и BBO
3. Получена система уравнений ренормгруппы в 1 петле
4. Найдена связь между константами связи низкоэнергетической теории и параметрами суперсимметричной модели при высоких энергиях

## Благодарности

Автор благодарна Д.С. Горбунову и С.В. Демидову за научное руководство, полезные обсуждения и помощь в подготовке данной работы.

Работа выполнена при поддержке гранта фонда "БАЗИС"  
№ 20-2-1-38-1.

Спасибо за внимание!

## Потенциал контрчленов

При  $T = 0$  минимум  $V_0 + V_{CW} + V_{CT}$  в  $(v, 0, 0)$ :

$$V_{CT} = \frac{\delta\lambda_1}{4} h^4 + \frac{\delta\lambda_{hs}}{4} h^2 s^2 + \frac{\delta\lambda_{hp}}{4} h^2 p^2 + \frac{\delta\mu_1}{2} s h^2 - \frac{\delta M_1^2}{2} h^2 + \delta C^3 s,$$

$$\delta\lambda_1 = -\frac{1}{2v^2} \left. \frac{\partial^2 V_{CW}}{\partial h^2} \right|_{(v,0,0)} + \frac{1}{2v^3} \left. \frac{\partial V_{CW}}{\partial h} \right|_{(v,0,0)},$$

$$\delta\lambda_{hs} = -\frac{2}{v^2} \left. \frac{\partial^2 V_{CW}}{\partial s^2} \right|_{(v,0,0)}, \quad \delta\lambda_{hp} = -\frac{2}{v^2} \left. \frac{\partial^2 V_{CW}}{\partial p^2} \right|_{(v,0,0)},$$

$$\delta\mu_1 = -\frac{1}{v} \left. \frac{\partial^2 V_{CW}}{\partial h \partial s} \right|_{(v,0,0)}, \quad \delta C^3 = -\left. \frac{\partial V_{CW}}{\partial s} \right|_{(v,0,0)} + \frac{v}{2} \left. \frac{\partial^2 V_{CW}}{\partial h \partial s} \right|_{(v,0,0)},$$

$$\delta M_1^2 = -\frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 V_{CW}}{\partial h^2} \right|_{(v,0,0)} + \frac{3}{2v} \left. \frac{\partial V_{CW}}{\partial h} \right|_{(v,0,0)}.$$

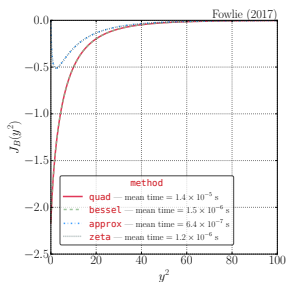
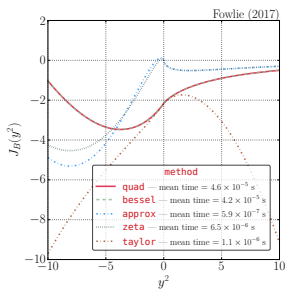
# Термальные функции

$$J_{B/F}(x) = \pm \int_0^{\infty} dy y^2 \ln \left( 1 \mp \exp \left( -\sqrt{x^2 + y^2} \right) \right).$$

Находятся численно с помощью библиотеки `thermal_funcs`,  
A. Fowle, *Comput. Phys. Commun.* **228** (2018), 264-272 [arXiv:1802.02720 [hep-ph]]  
используя разложение в ряд по функциям Макдональда

$$J_{B/F}(x) = \mp x^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\pm 1)^n}{n^2} K_2(nx).$$

Точнее, чем высокотемпературное разложение

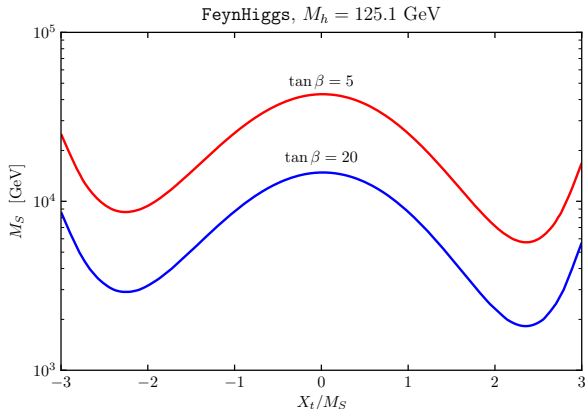


## Можно ли сделать $m_H = 125$ ГэВ?

Квантовые поправки к массе бозона Хиггса (примерная формула в одной петле, вклады топ- и стоп-кварков)

$$\Delta M_h^2 \approx \frac{3M_t^4}{4\pi^2 v^2} \left( \ln \frac{M_S^2}{M_t^2} + \frac{X_t^2}{M_S^2} - \frac{X_t^4}{12M_S^4} \right)$$

P. Slavich et al., Eur. Phys. J. C **81** (2021) no.5, 450 [arXiv:2012.15629 [hep-ph]].





# Массы частиц хиггсовского сектора на древесном уровне

В нашей работе  $m_A \gg m_Z$ , поэтому

$$m_H^2 = \frac{1}{2} \left( m_A^2 + m_Z^2 + \sqrt{(m_A^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_A^2 \sin^2(2\beta)} \right) \sim m_A^2$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2 \sim m_A^2$$

Найденные  $m_A \gtrsim 3 \text{ ТэВ}$