

I. D. Kakorin, K. S. Kuzmin, and V. A. Naumov
Reports to Baikal Neutrino Telescope Group

- 2019.05.13
- 2019.05.17
- 2019.05.24

V. P. Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems
Joint Institute for Nuclear Research
Dubna, 2019

Расчеты сечений выполнены с использованием нескольких моделей партонных распределений:

$$\text{GRV98 LO : } 10^{-9} < x < 1, \quad 0.80 < Q^2 < 10^6 \text{ ГэВ}^2 [3],$$

$$\text{MRST04 : } 10^{-5} < x < 1, \quad 1.25 < Q^2 < 10^7 \text{ ГэВ}^2 [4],$$

$$\text{CTEQ6.M : } 10^{-6} < x < 1, \quad 1.69 < Q^2 < 10^8 \text{ ГэВ}^2 [5],$$

$$\text{CTEQ6.5M : } 10^{-6} < x < 1, \quad 1.69 < Q^2 < 10^8 \text{ ГэВ}^2 [6].$$

Экспериментально исследованная область (x, Q^2) глубоконеупругих реакций значительно уже кинематически разрешенной области, поэтому в расчете сечений приходится экстраполировать партонные распределения в область экспериментально неизученного поведения распределений. Авторскими группами GRV и MRST предлагаются оригинальные схемы экстраполяции.

- Для данного анализа использовалась простейшая схема расчета партонных распределений за границами экспериментально изученной области. Значения x фиксировались на минимальном значении, разрешенном данной моделью партонных распределений.
- Значения Q^2 «замораживались» на Q_{frozen}^2 . Величины Q_{frozen}^2 определены из статистического анализа данных дважды дифференциальных сечений реакций рассеяния ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ на изоскалярных нуклонах (NDF=8 333). Получены следующие значения Q_{frozen}^2 :

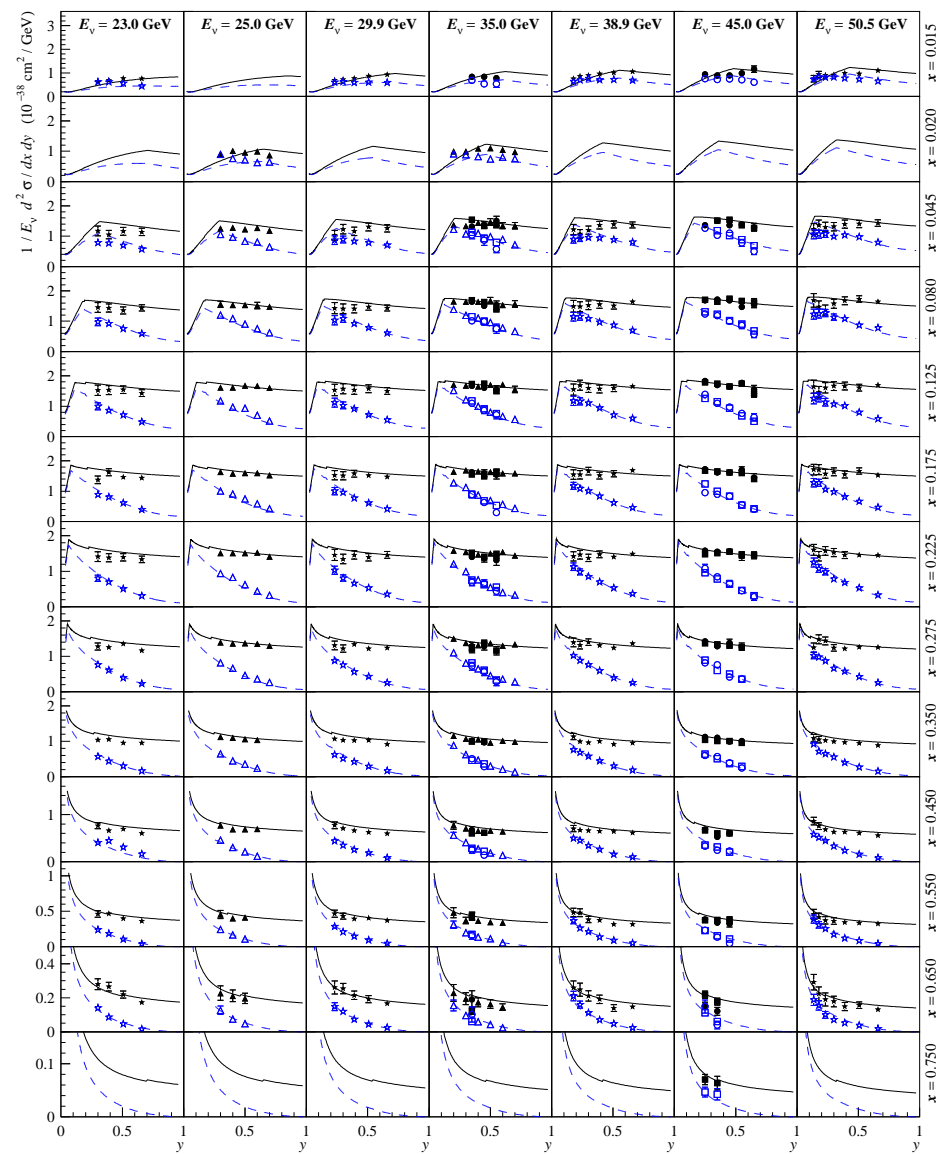
$$\text{GRV98 LO : } 0.52 \pm 0.01 \text{ ГэВ}^2,$$

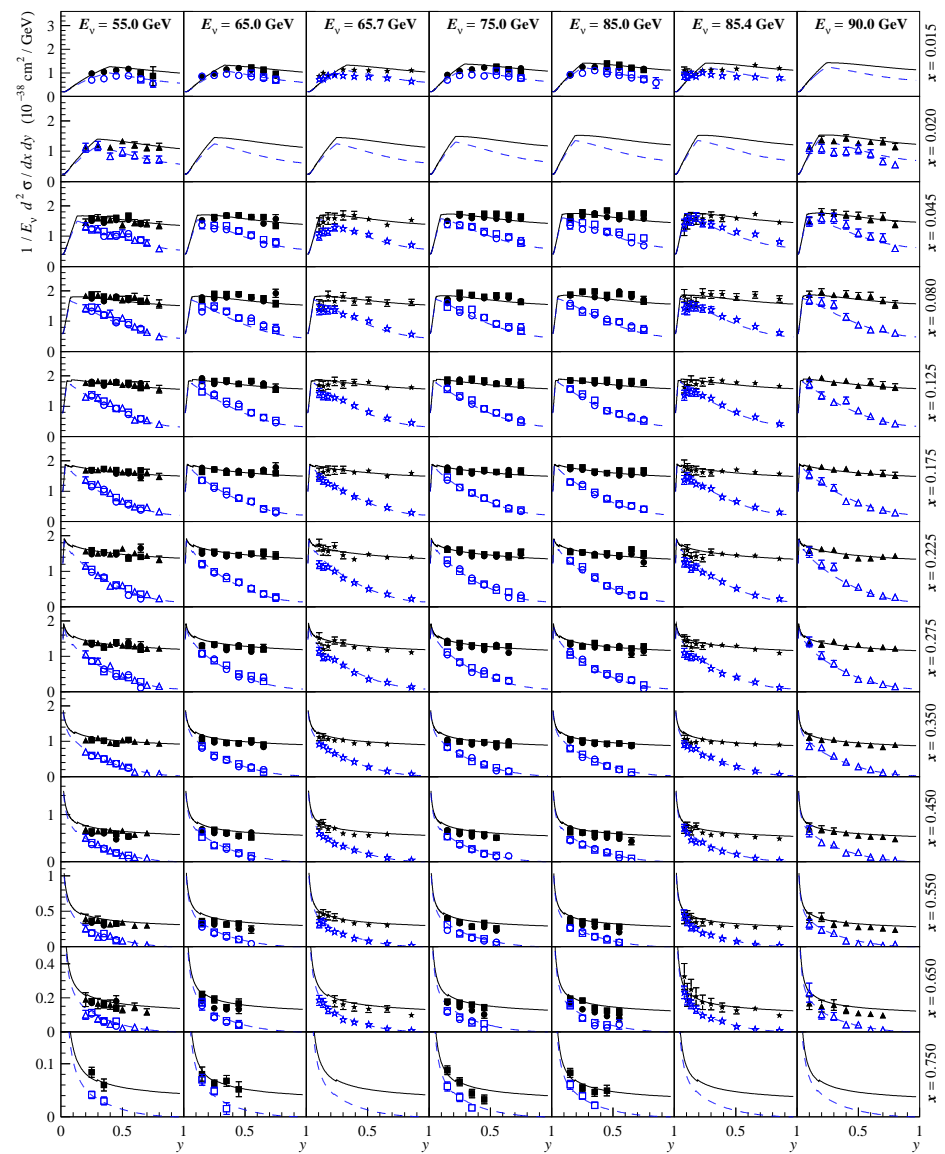
$$\text{MRST04 : } 0.50 \pm 0.01 \text{ ГэВ}^2,$$

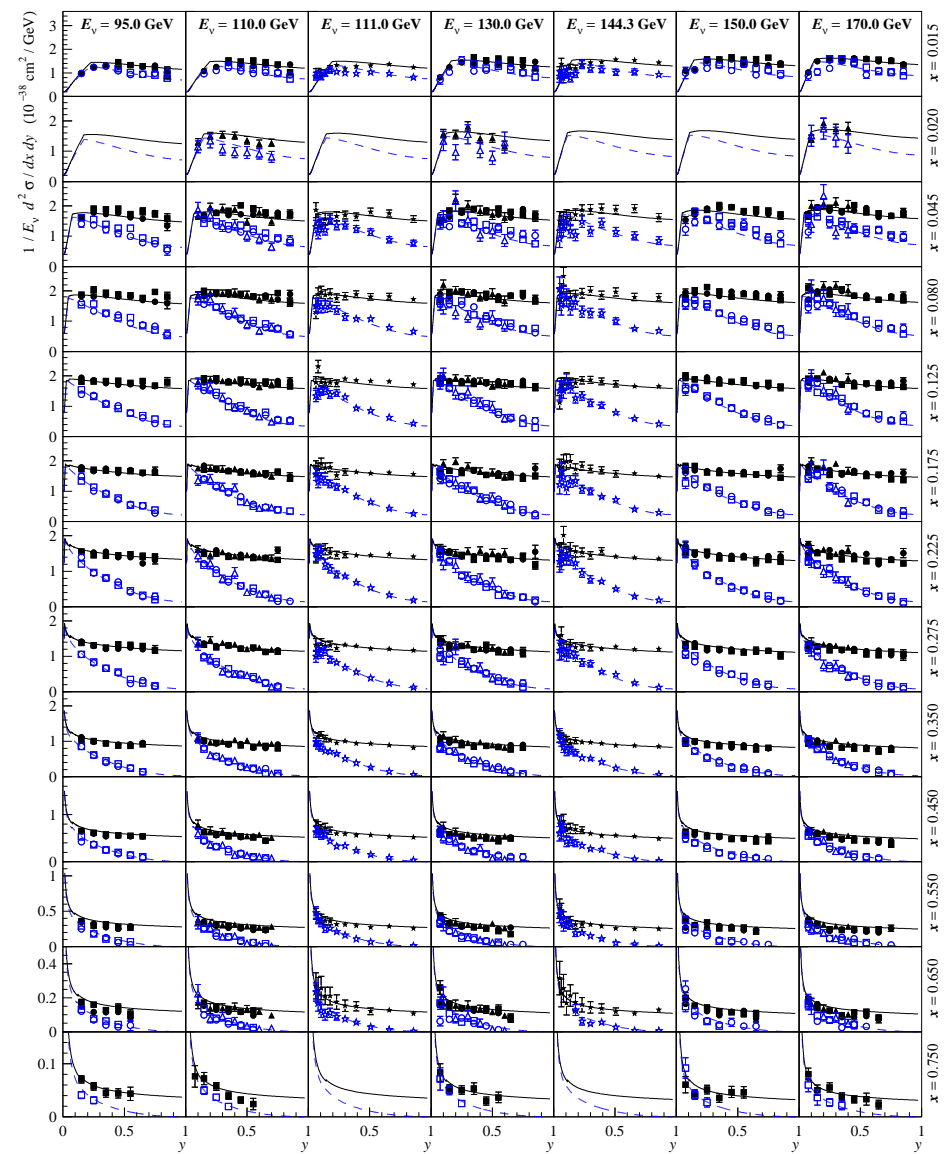
$$\text{CTEQ6M : } 0.81 \pm 0.01 \text{ ГэВ}^2,$$

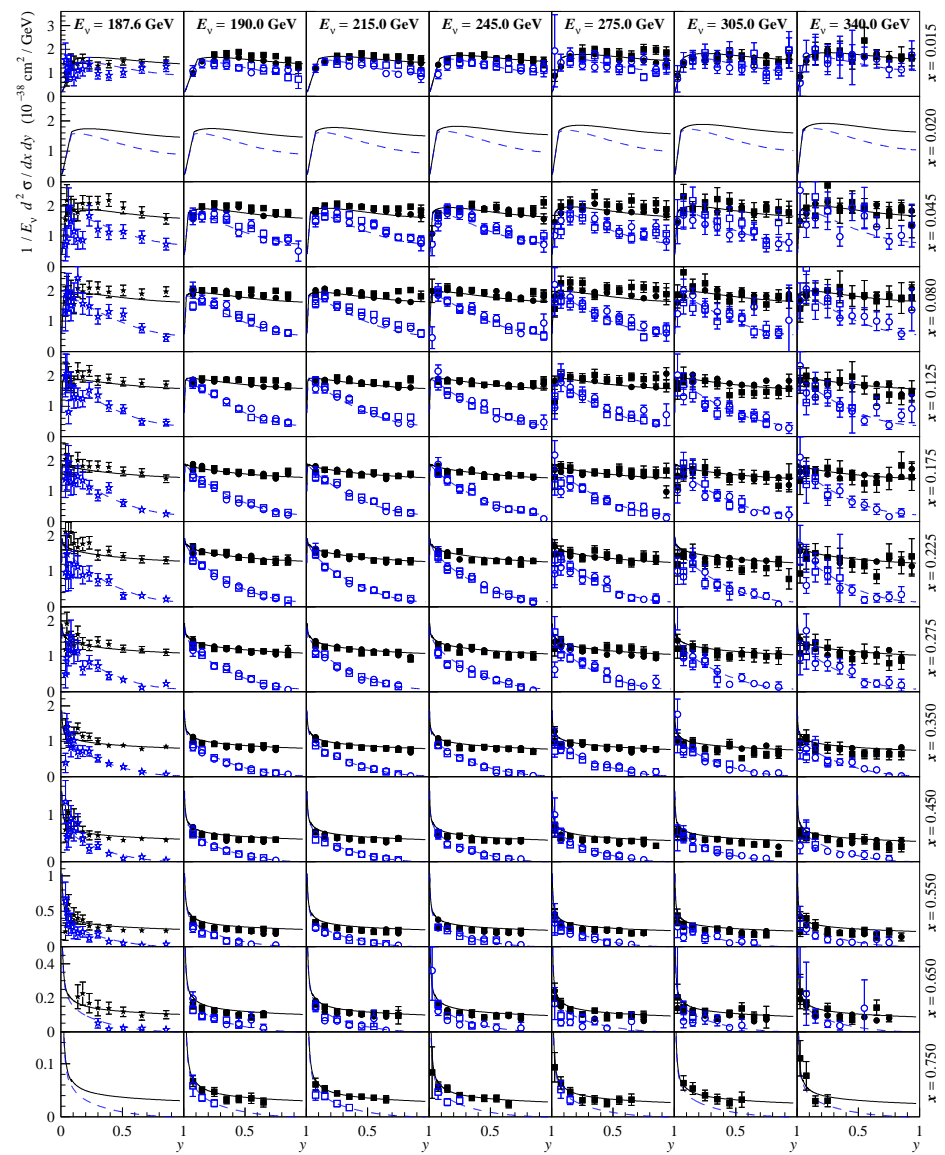
$$\text{CTEQ6.5M : } 0.61 \pm 0.01 \text{ ГэВ}^2.$$

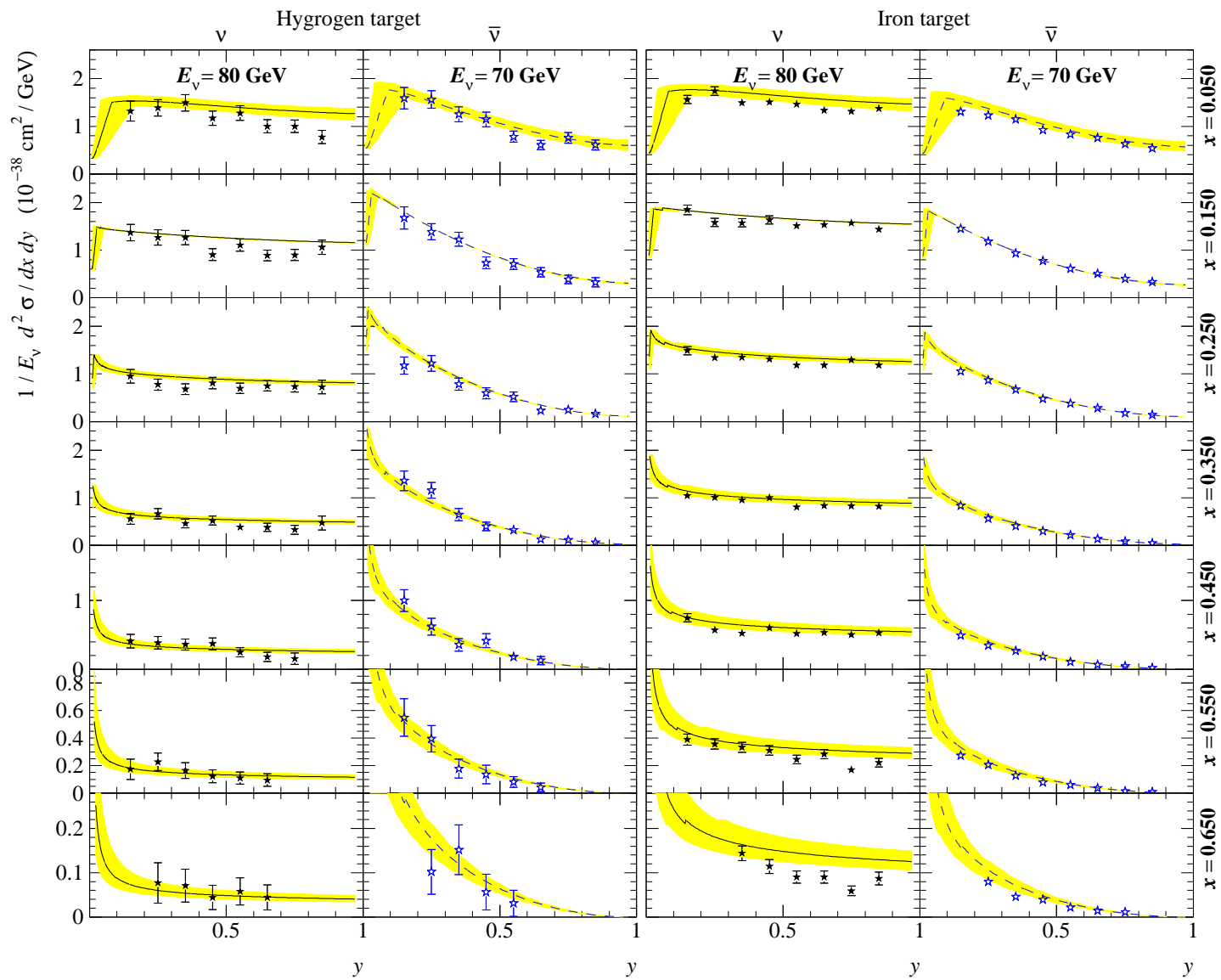
- В области $Q^2 < Q_{\text{frozen}}^2$ переменная Бьеркина равна $x_B \rightarrow x_B Q_{\text{frozen}}^2 / Q^2$.





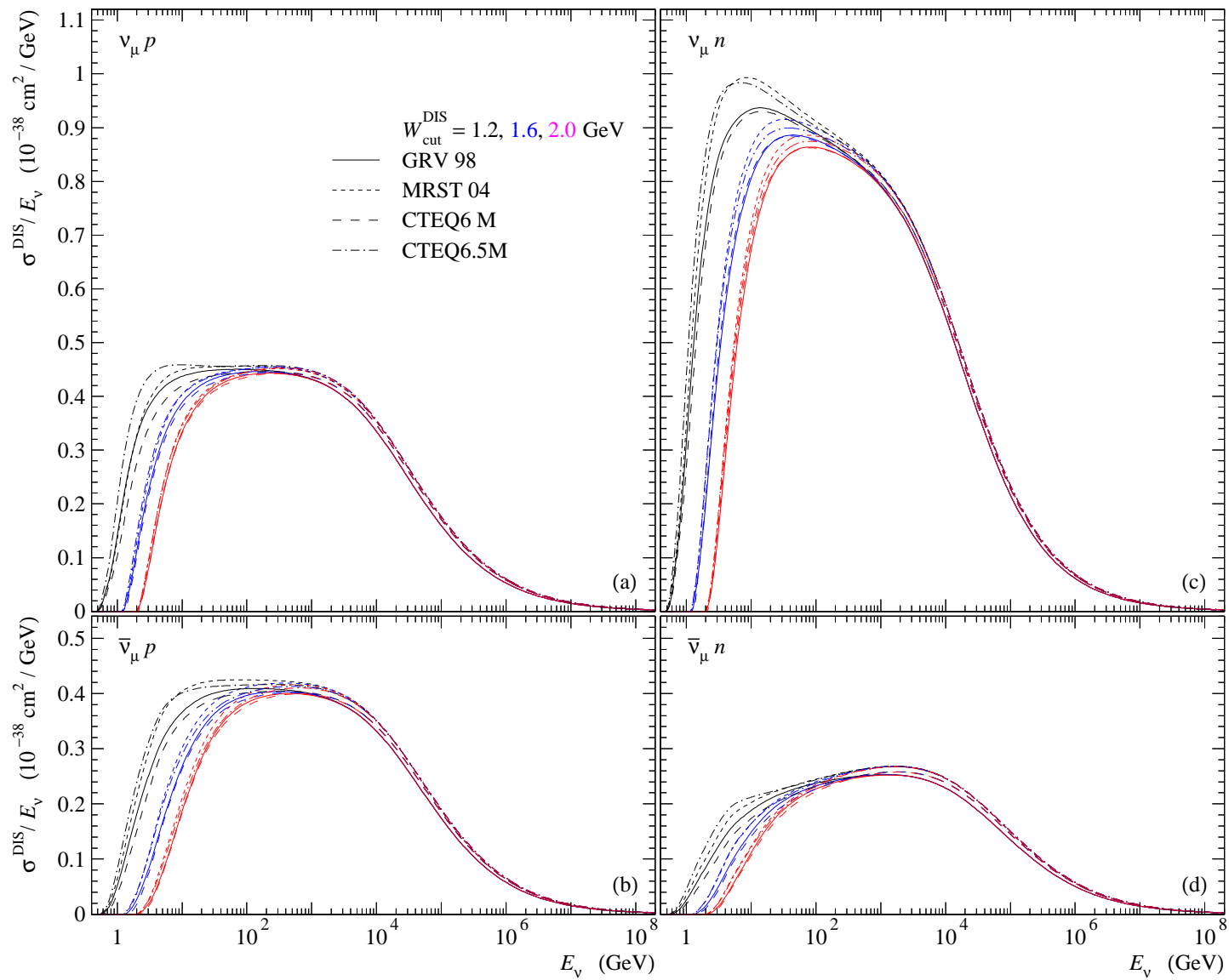






- В данных эксперимента CDHSW 1991 [7] учтены поправки на неизоскалярность ядер железных мишеней и радиационные поправки.
- В данных CCFR 1991 [8] и CHORUS 2006 [10] авторами экспериментов учтены поправки на ядерные эффекты.
- В данных эксперимента NuTeV 2005 [9] учтены поправки на неизоскалярность ядер железных мишеней (радиационные поправки учтенные авторами эксперимента).
- Для всех экспериментальных данных учтены поправки за счет нормировки на среднемировые значения полных сечений: в ошибках данных сечений нейтрино и антинейтрино квадратично учтены факторы 0.041% и 0.055% соответственно.
- В ошибки данных квадратично включены неопределенности в значениях скейлинговых переменных x и y .

Анализ показывает, что наиболее удачно экспериментальные данные по измерению дважды дифференциальных сечений описывают кривые, рассчитанные с моделью партонных распределений GRV98 LO. Это прежде всего относится к описанию сечений в области малых значений энергий (анти)нейтрино и переменных x и y . В области высоких энергий трудно отдать явное предпочтение сечениям, рассчитанным с какой-либо моделью партонных распределений, как при малых так и при больших значениях скейлинговых переменных.



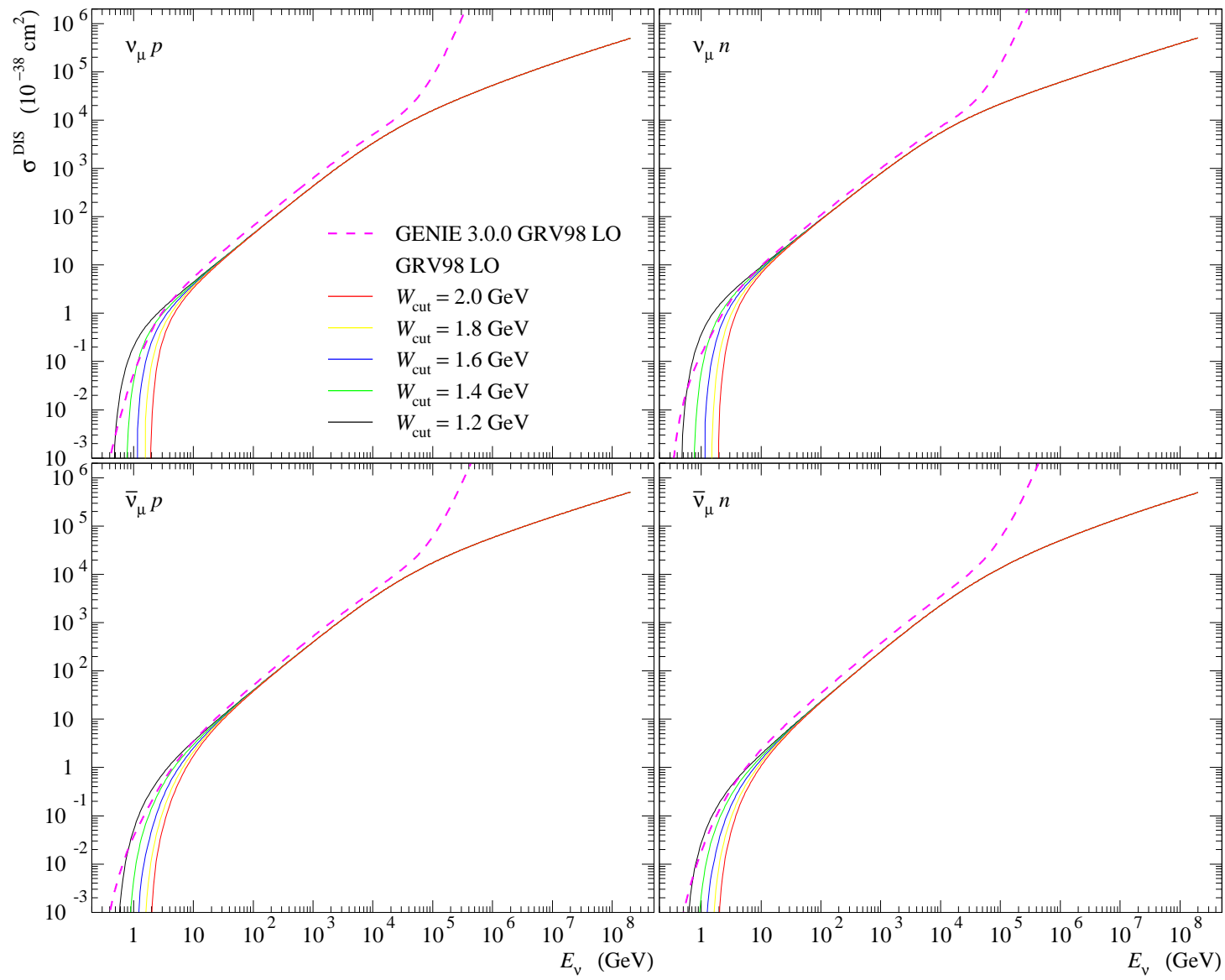


Таблица 1: Структурные функции $F_2^{\text{PM}}(x, Q^2)$ в рамках простейшей партонной модели.

Реакция	$F_2^{\text{PM}}(x, Q^2)/(2x_B)$
νp	$d_N \cos^2 \theta_C + s_N \sin^2 \theta_C + \bar{u}_N + \bar{c}_N +$ $\theta(x_{cs} - x) \theta(E_\nu - E_{cs}) [d_c \sin^2 \theta_C + s_c \cos^2 \theta_C] +$ $\theta(x_{cd} - x) \theta(E_\nu - E_{cd}) [d_c \sin^2 \theta_C]$
νn	$u_N \cos^2 \theta_C + s_N \sin^2 \theta_C + \bar{d}_N + \bar{c}_N +$ $\theta(x_{cs} - x) \theta(E_\nu - E_{cs}) [u_N \sin^2 \theta_C + s_c \cos^2 \theta_C]$
$\bar{\nu} p$	$u_N \cos^2 \theta_C + c_N \sin^2 \theta_C + \bar{d}_N + \bar{s}_N +$ $\theta(x_{c\bar{s}} - x) \theta(E_\nu - E_{c\bar{s}}) \left[(u_N + \bar{d}_c - \bar{d}_N) \sin^2 \theta_C + (c_N + \bar{s}_c - \bar{s}_N) \cos^2 \theta_C \right] +$ $\theta(x_{c\bar{d}} - x) \theta(E_\nu - E_{c\bar{d}}) \left[(u_N + \bar{d}_c - \bar{d}_N) \sin^2 \theta_C + c_N \cos^2 \theta_C \right]$
$\bar{\nu} n$	$d_N \cos^2 \theta_C + c_N \sin^2 \theta_C + \bar{u}_N + \bar{s}_N +$ $\theta(x_{c\bar{s}} - x) \theta(E_\nu - E_{c\bar{s}}) [d_N \sin^2 \theta_C + (c_N + \bar{s}_c - \bar{s}_N) \cos^2 \theta_C]$

Таблица 2: Структурные функции $F_3^{\text{PM}}(x, Q^2)$ в рамках простейшей партонной модели.

Реакция	$F_3^{\text{PM}}(x, Q^2) / 2$
νp	$d_N \cos^2 \theta_C + s_N \sin^2 \theta_C - \bar{u}_N - \bar{c}_N +$ $\theta(x_{cs} - x) \theta(E_\nu - E_{cs}) [d_c \sin^2 \theta_C + s_c \cos^2 \theta_C] +$ $\theta(x_{cd} - x) \theta(E_\nu - E_{cd}) [d_c \sin^2 \theta_C]$
νn	$u_N \cos^2 \theta_C + s_N \sin^2 \theta_C - \bar{d}_N - \bar{c}_N +$ $\theta(x_{cs} - x) \theta(E_\nu - E_{cs}) [u_N \sin^2 \theta_C + s_c \cos^2 \theta_C]$
$\bar{\nu} p$	$u_N \cos^2 \theta_C + c_N \sin^2 \theta_C - \bar{d}_N - \bar{s}_N +$ $\theta(x_{c\bar{s}} - x) \theta(E_\nu - E_{c\bar{s}}) \left[(u_N - \bar{d}_c + \bar{d}_N) \sin^2 \theta_C + (c_N - \bar{s}_c + \bar{s}_N) \cos^2 \theta_C \right] +$ $\theta(x_{c\bar{d}} - x) \theta(E_\nu - E_{c\bar{d}}) \left[(u_N - \bar{d}_c + \bar{d}_N) \sin^2 \theta_C + c_N \cos^2 \theta_C \right]$
$\bar{\nu} n$	$d_N \cos^2 \theta_C + c_N \sin^2 \theta_C - \bar{u}_N - \bar{s}_N +$ $\theta(x_{c\bar{s}} - x) \theta(E_\nu - E_{c\bar{s}}) [d_N \sin^2 \theta_C + (c_N - \bar{s}_c + \bar{s}_N) \cos^2 \theta_C]$

- Партонные структурные функции $F_{2,3}^{\text{PM}}(x, Q^2)$ определены в кинематических областях до (нсп) и после (сп) порога рождения очарованных частиц в реакциях за счет переходов $W^+ d \rightarrow c$, $W^+ s \rightarrow c$, $W^- \bar{d} \rightarrow \bar{c}$, $W^- \bar{s} \rightarrow \bar{c}$.
- Возможные переходы определяются условиями $x \leq x_{ci}$ и $E_\nu \geq E_{ci}$, где

$$x_{ci} = \left(1 + \frac{M_{ci}^2 - M^2}{Q^2}\right)^{-1}, \quad E_{ci} = \frac{(m_\ell - M_{ci})^2 - M^2}{2M}.$$

Здесь $i = s, d, \bar{s}, \bar{d}$, масса M_{ci} определяется массами частиц, участвующих в соответствующих минимальных реакциях, M равна массе нуклона-мишени.

- $q^{\text{нсп}} = q^{\text{нсп}}(x_N, Q^2)$ и $q^{\text{сп}} = q^{\text{сп}}(\xi, Q^2)$, где

$$x_N = \frac{Q^2}{2M^2 x_B} \left(\sqrt{1 + \frac{4M^2 x_B^2}{Q^2}} - 1 \right) - \text{переменная Нахтманна},$$

$$\xi = x_N \left(1 + \frac{m_c^2}{Q^2} \right) = \frac{x_N}{\lambda} - \text{переменная Фейнмана}.$$

- Связь структурных функций $F_{1,2}(x, Q^2)$ с партонными функциями

$$F_1(x, Q^2) = \frac{F_2(x, Q^2)}{2x_B} \frac{1 + 4Mx_B^2/Q^2}{1 + R(x, Q^2)}, \quad F_2(x, Q^2) = F_2^{\text{PM}}(x, Q^2), \quad F_3(x, Q^2) = F_3^{\text{PM}}(x, Q^2).$$

- В приближении безмассовых кварков

$$F_4(x, Q^2) \approx \frac{1}{2} \left(\frac{F_2(x, Q^2)}{2x_B} - F_1(x, Q^2) \right), \quad F_5(x, Q^2) \approx \frac{F_2(x, Q^2)}{2x_B}.$$

В кинематической области рождения очарованных частиц $F_4 = F_5 = 0$.

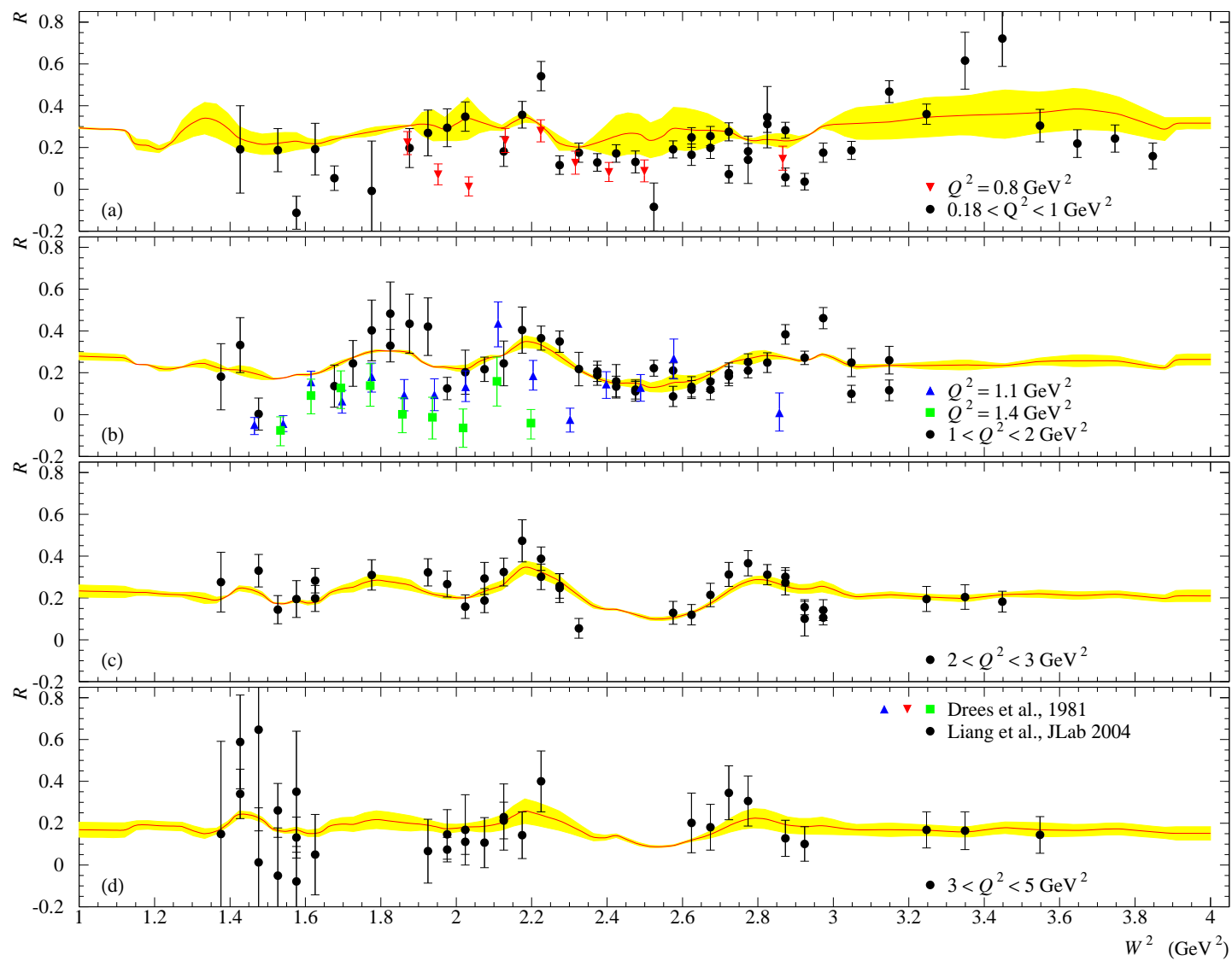
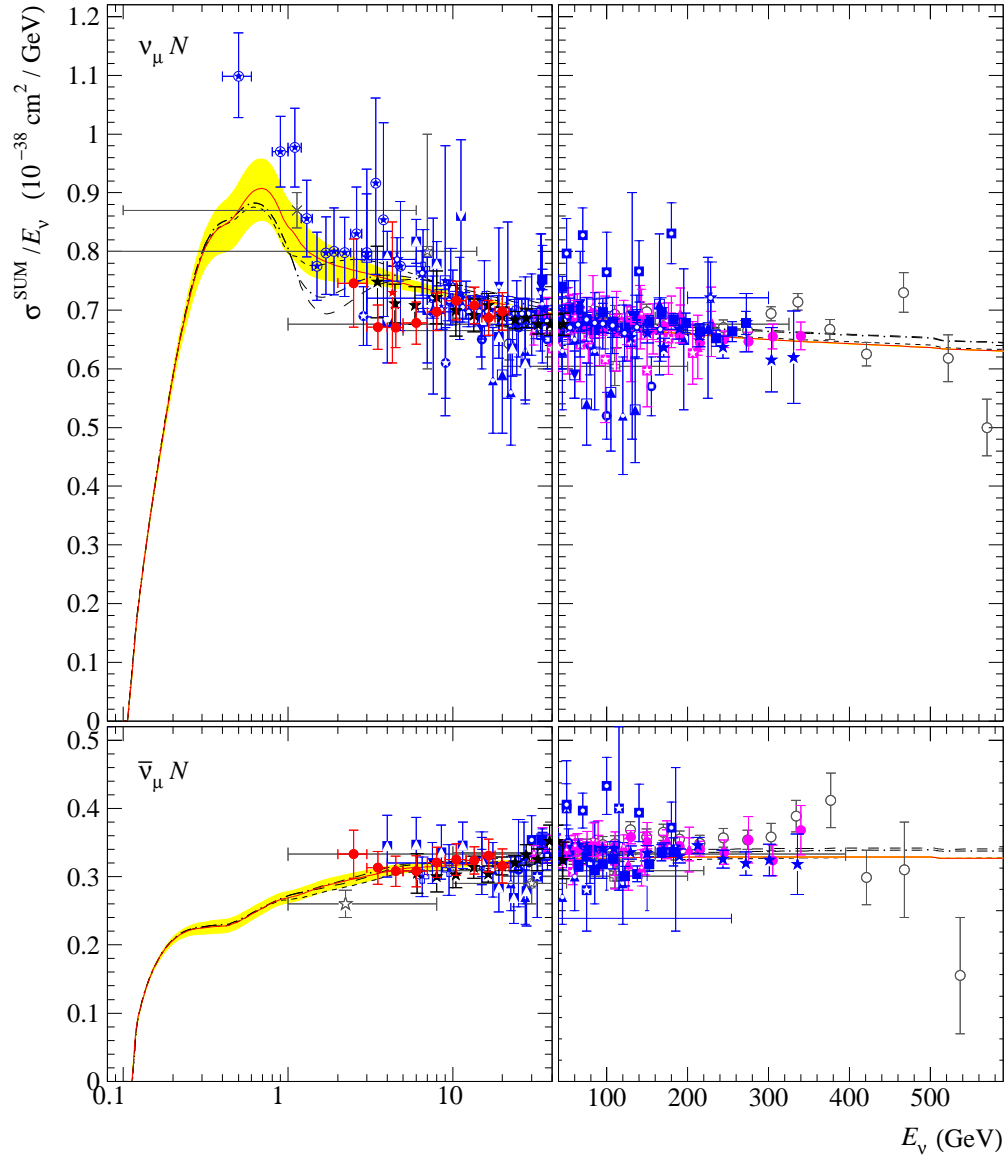


Таблица 3: Минимальные реакции рассеяния ν , $\bar{\nu}$ с рождением очарованных частиц.

Мишень	Минимальная реакция	Мишень	Минимальная реакция
d	$\nu_e + p \rightarrow e^- + \Sigma_c^{++}$ $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \Sigma_c^{++}$ $\nu_\tau + p \rightarrow \tau^- + \Sigma_c^{++}$	\bar{d}	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + p + D^-$ $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + p + D^-$ $\bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + p + D^-$
s	$\nu_e + p \rightarrow e^- + p + D_s^+$ $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p + D_s^+$ $\nu_\tau + p \rightarrow \tau^- + p + D_s^+$	\bar{s}	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + p + D_s^-$ $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + p + D_s^-$ $\bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + p + D_s^-$
d	$\nu_e + n \rightarrow e^- + \Lambda_c^+$ $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + \Lambda_c^+$ $\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + \Lambda_c^+$	\bar{d}	$\bar{\nu}_e + n \rightarrow e^+ + n + D^-$ $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow \mu^+ + n + D^-$ $\bar{\nu}_\tau + n \rightarrow \tau^+ + n + D^-$
s	$\nu_e + n \rightarrow e^- + n + D_c^+$ $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + n + D_c^+$ $\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + n + D_c^+$	\bar{s}	$\bar{\nu}_e + n \rightarrow e^+ + n + D_s^-$ $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow \mu^+ + n + D_s^-$ $\bar{\nu}_\tau + n \rightarrow \tau^+ + n + D_s^-$



— GRV 98

$\chi^2/\text{NDF} = 1877 / 1102 = 1.703$

QES: $M_A = 1.029 \pm 0.009 \text{ GeV}/c^2$

RES: $M_A = 1.079 \pm 0.008 \text{ GeV}/c^2$

$W_{\text{cut}} = 1.431 \pm 0.013 \text{ GeV}$

DIS: $W_{\text{cut}} = 1.431 \pm 0.013 \text{ GeV}$

--- MRST 04

$\chi^2/\text{NDF} = 1976 / 1102 = 1.793$

QES: $M_A = 1.037 \pm 0.009 \text{ GeV}/c^2$

RES: $M_A = 1.084 \pm 0.008 \text{ GeV}/c^2$

$W_{\text{cut}} = 1.605 \pm 0.014 \text{ GeV}$

DIS: $W_{\text{cut}} = 1.605 \pm 0.014 \text{ GeV}$

----- CTEQ6M

$\chi^2/\text{NDF} = 1970 / 1102 = 1.787$

QES: $M_A = 1.024 \pm 0.009 \text{ GeV}/c^2$

RES: $M_A = 1.085 \pm 0.008 \text{ GeV}/c^2$

$W_{\text{cut}} = 1.397 \pm 0.013 \text{ GeV}$

DIS: $W_{\text{cut}} = 1.397 \pm 0.013 \text{ GeV}$

----- CTEQ6.5M

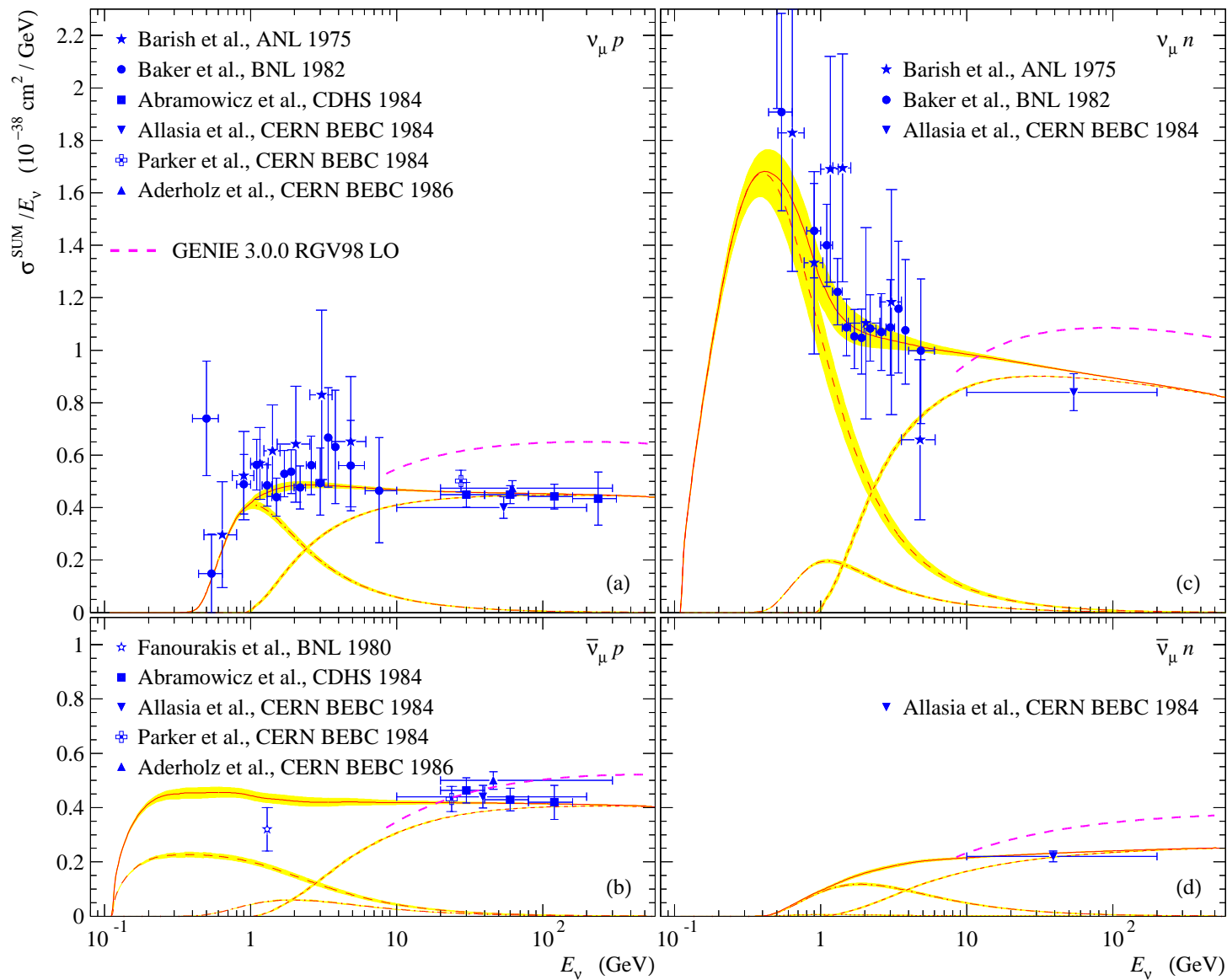
$\chi^2/\text{NDF} = 1933 / 1102 = 1.754$

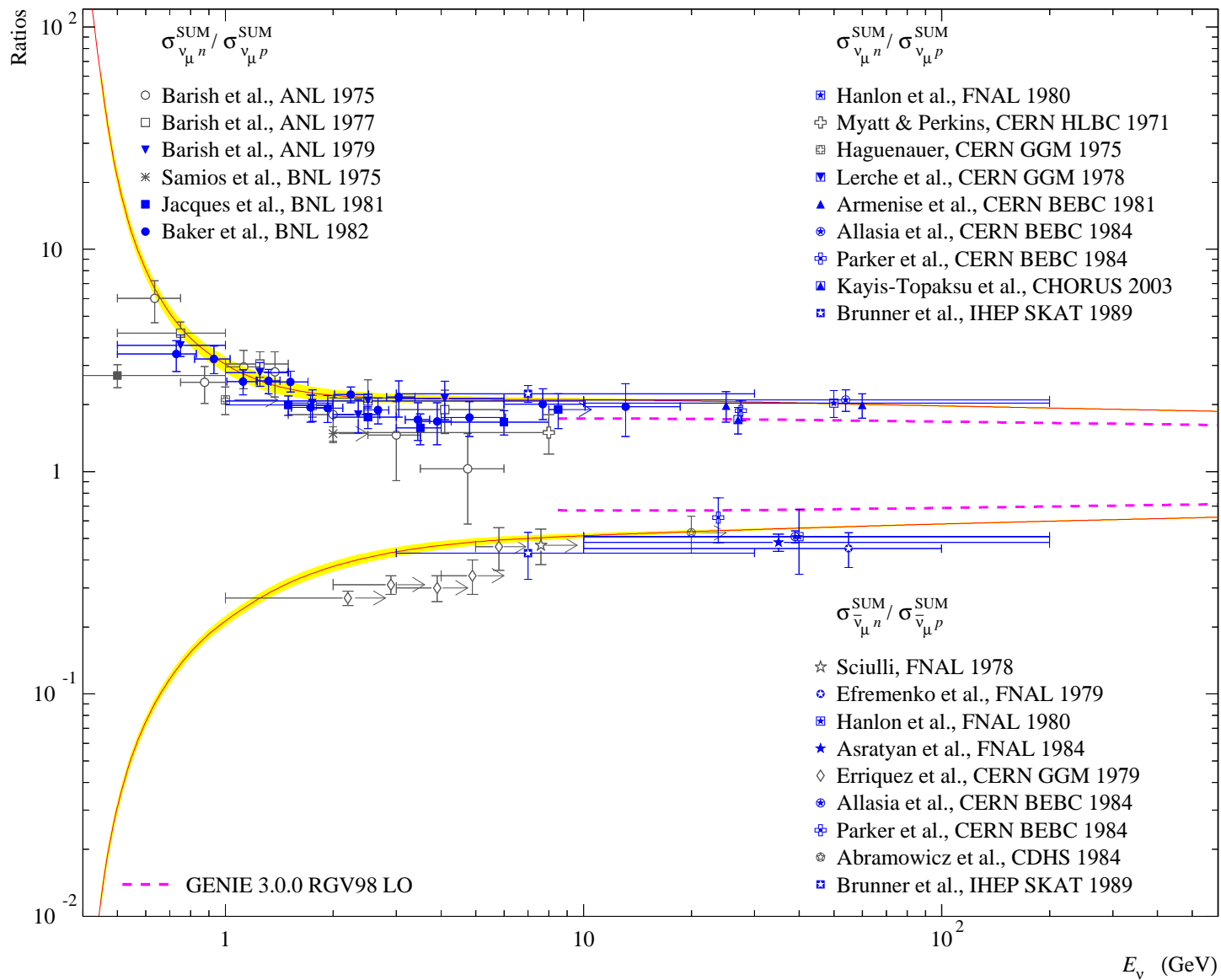
QES: $M_A = 1.038 \pm 0.009 \text{ GeV}/c^2$

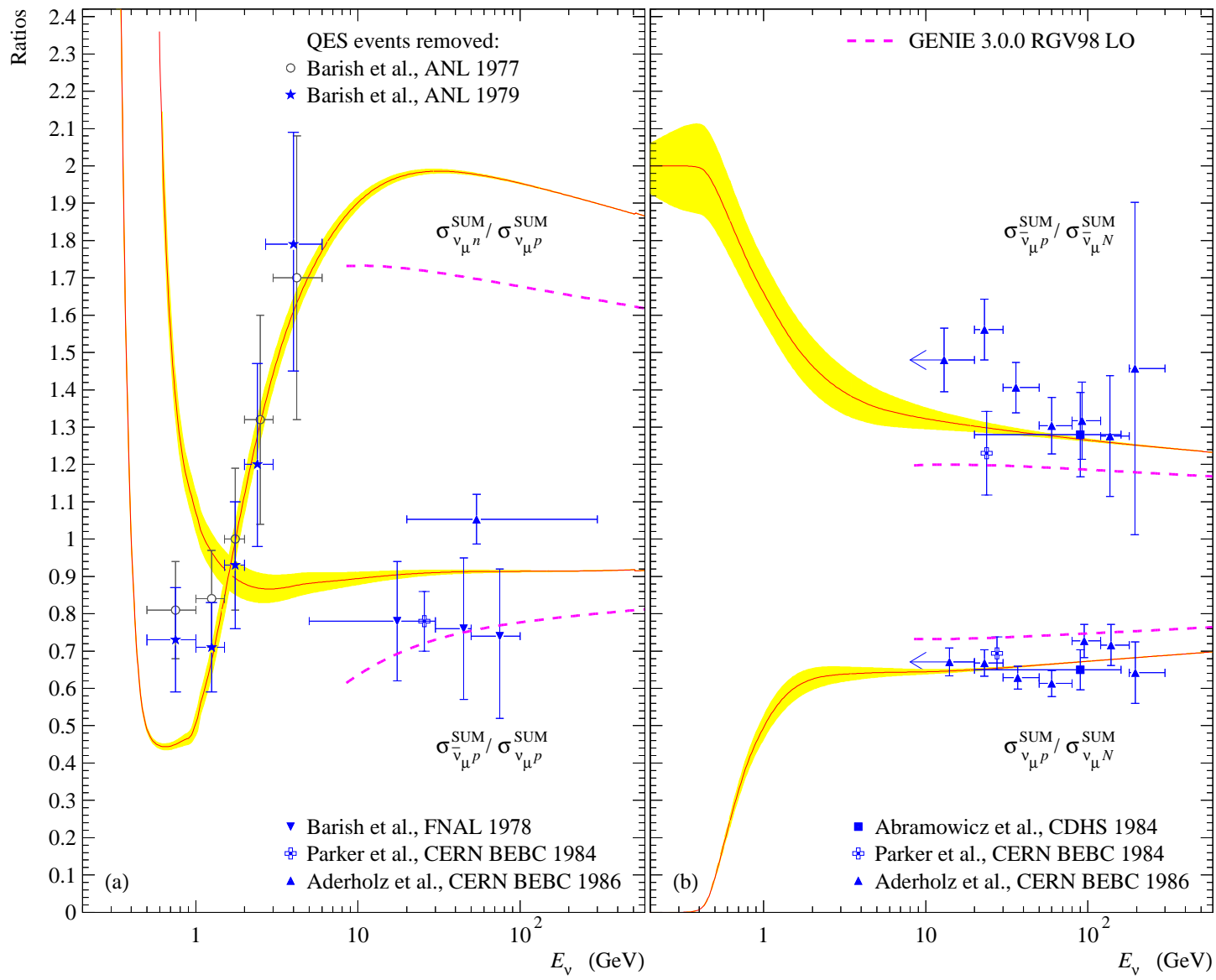
RES: $M_A = 1.080 \pm 0.008 \text{ GeV}/c^2$

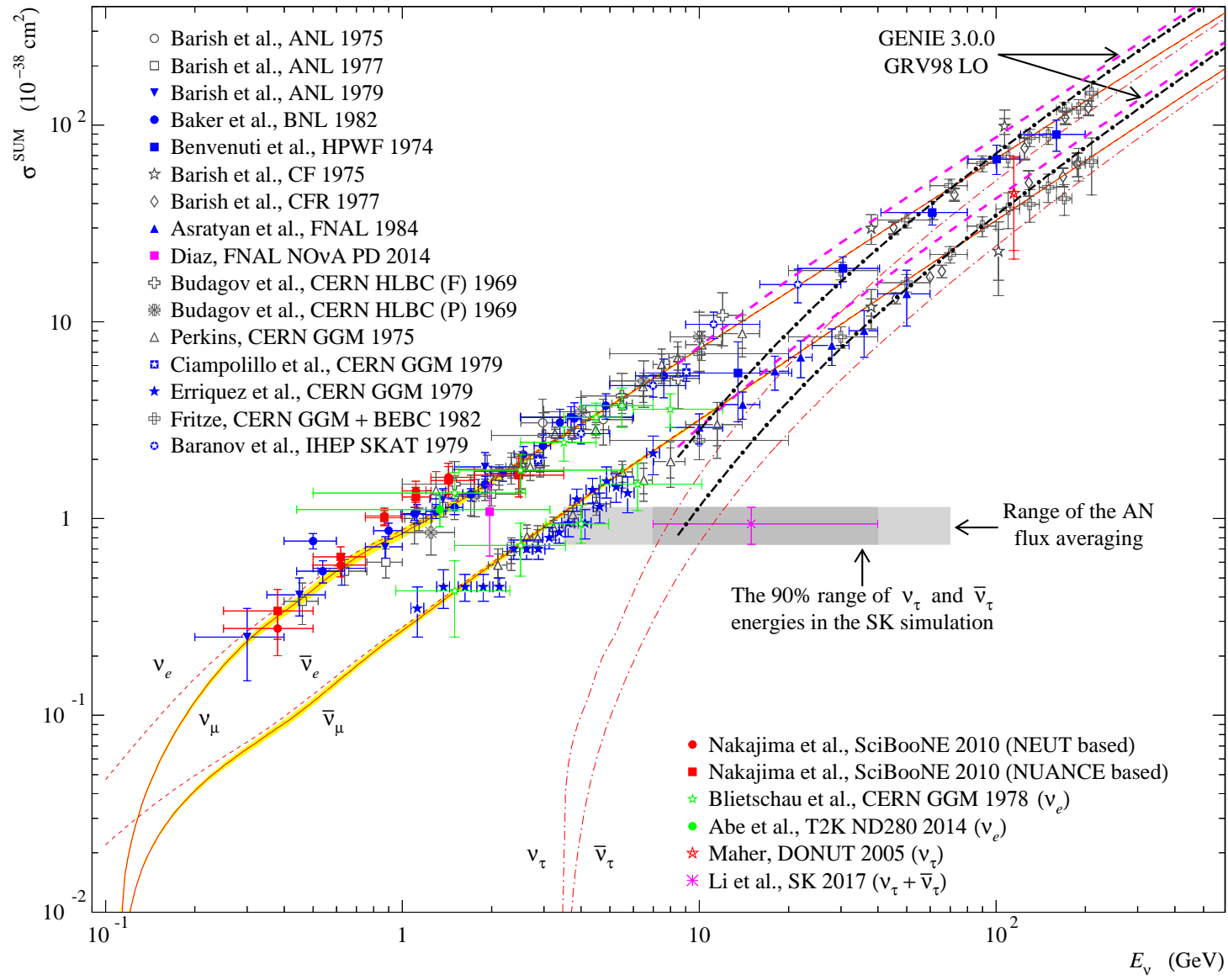
$W_{\text{cut}} = 1.573 \pm 0.013 \text{ GeV}$

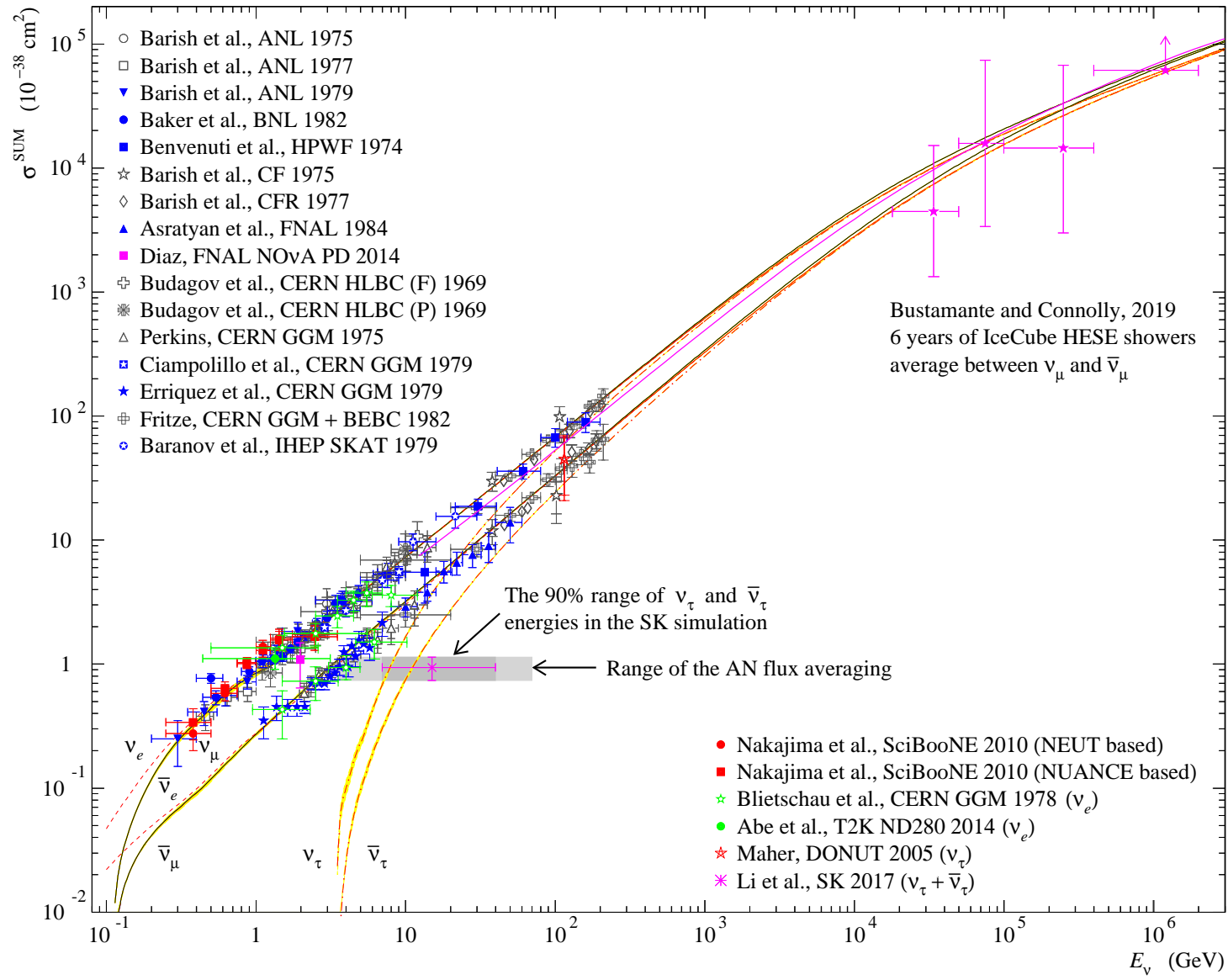
DIS: $W_{\text{cut}} = 1.573 \pm 0.013 \text{ GeV}$

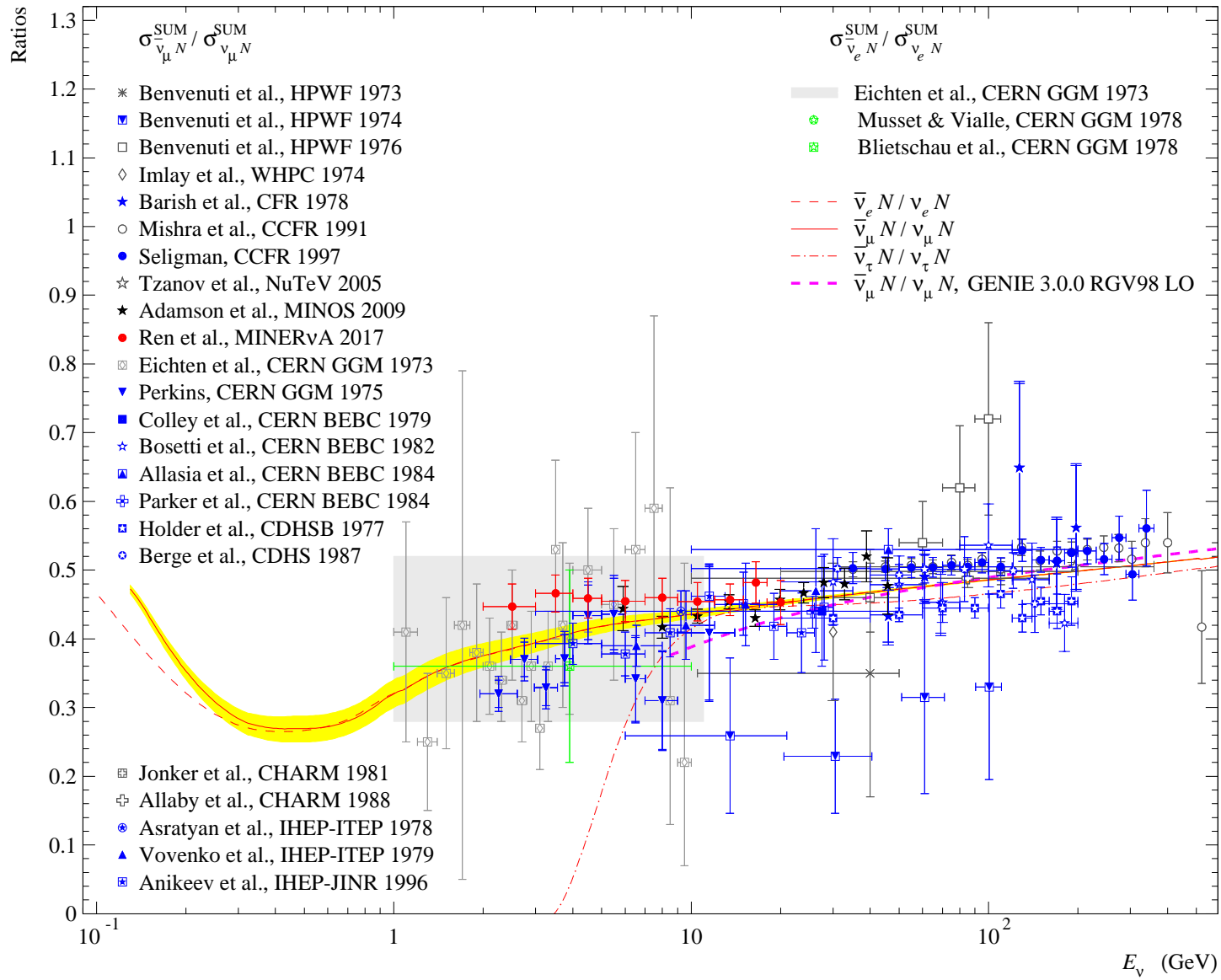


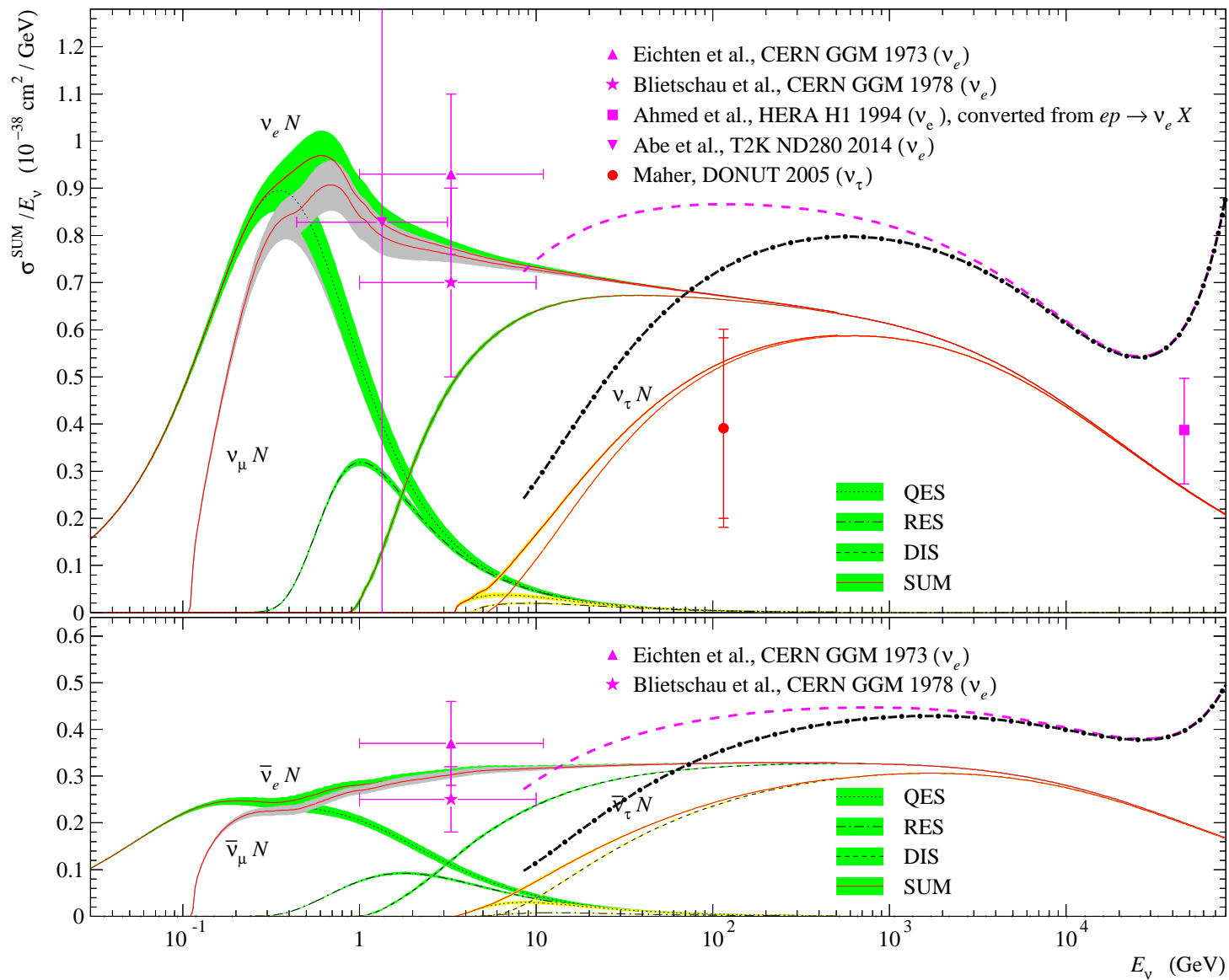


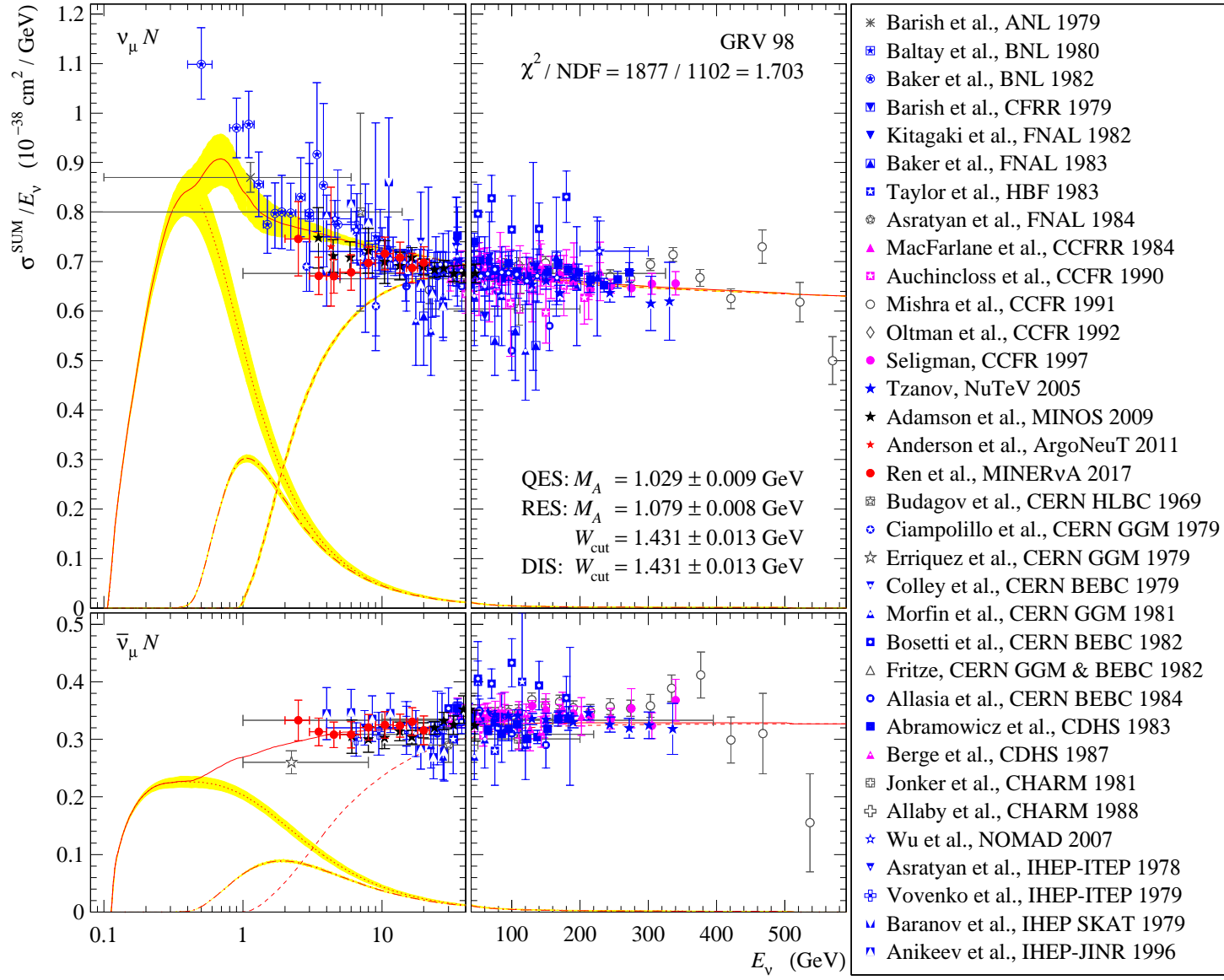






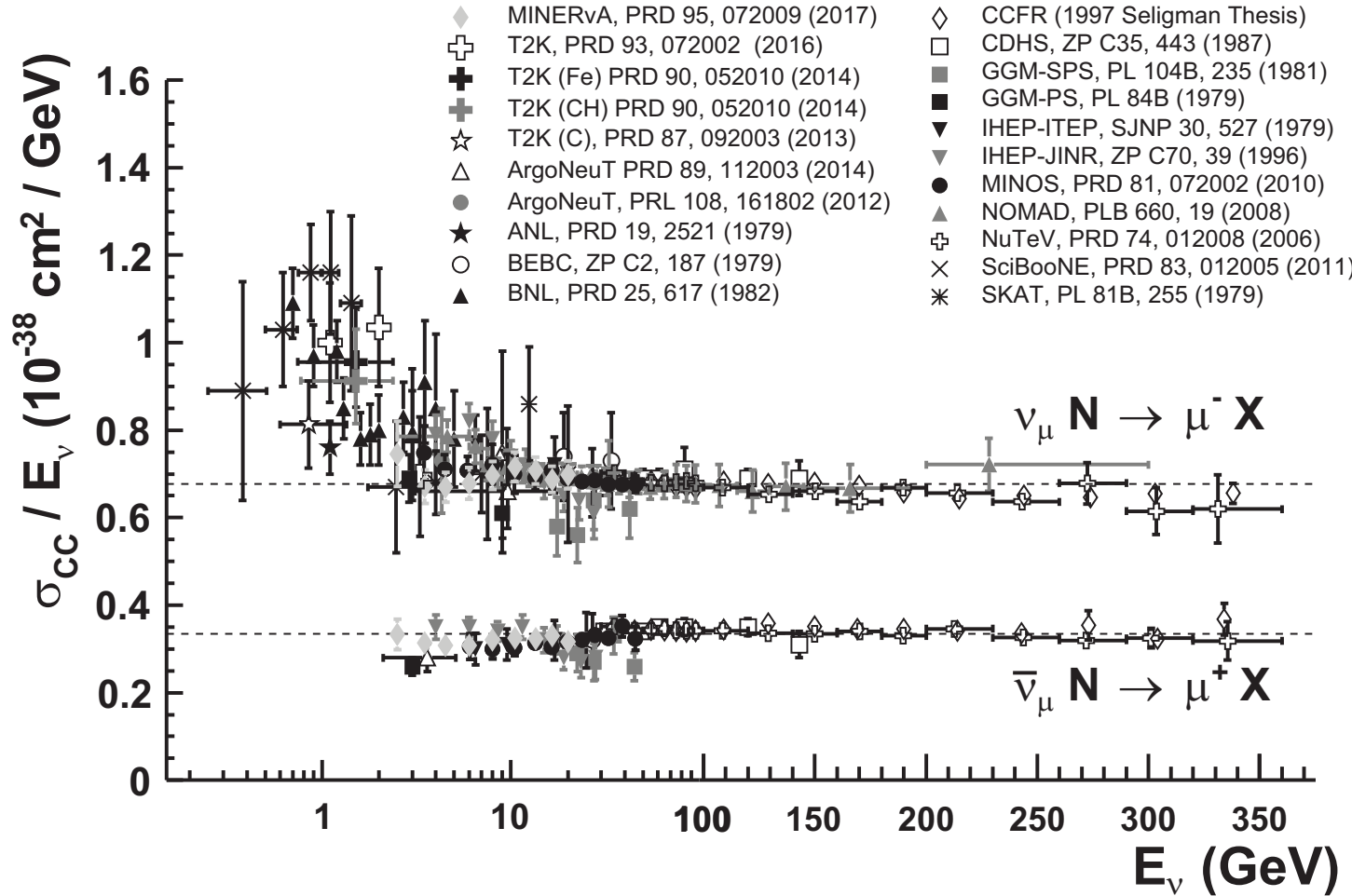






M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98** (2018) 030001.

Revised August 2017 by G. P. Zeller and A. Schukraf.

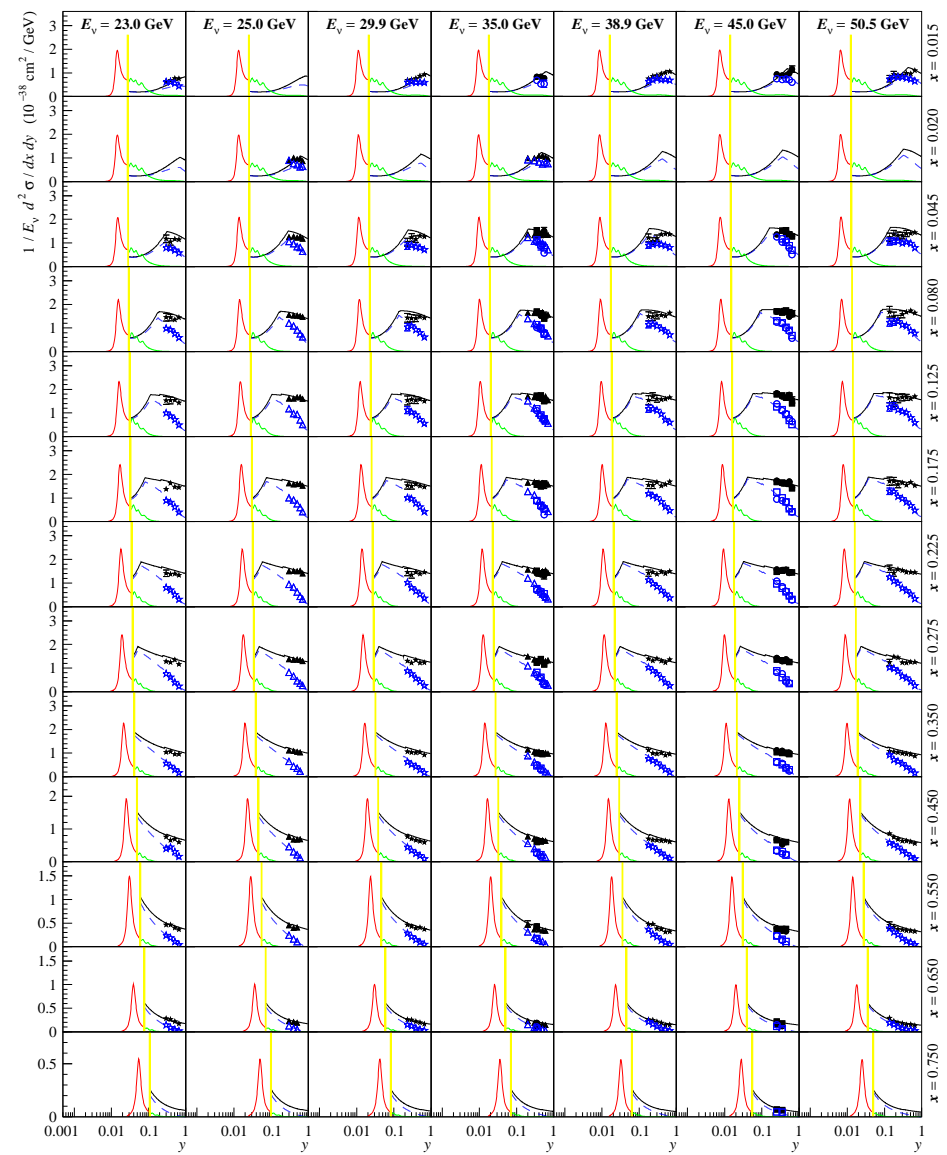


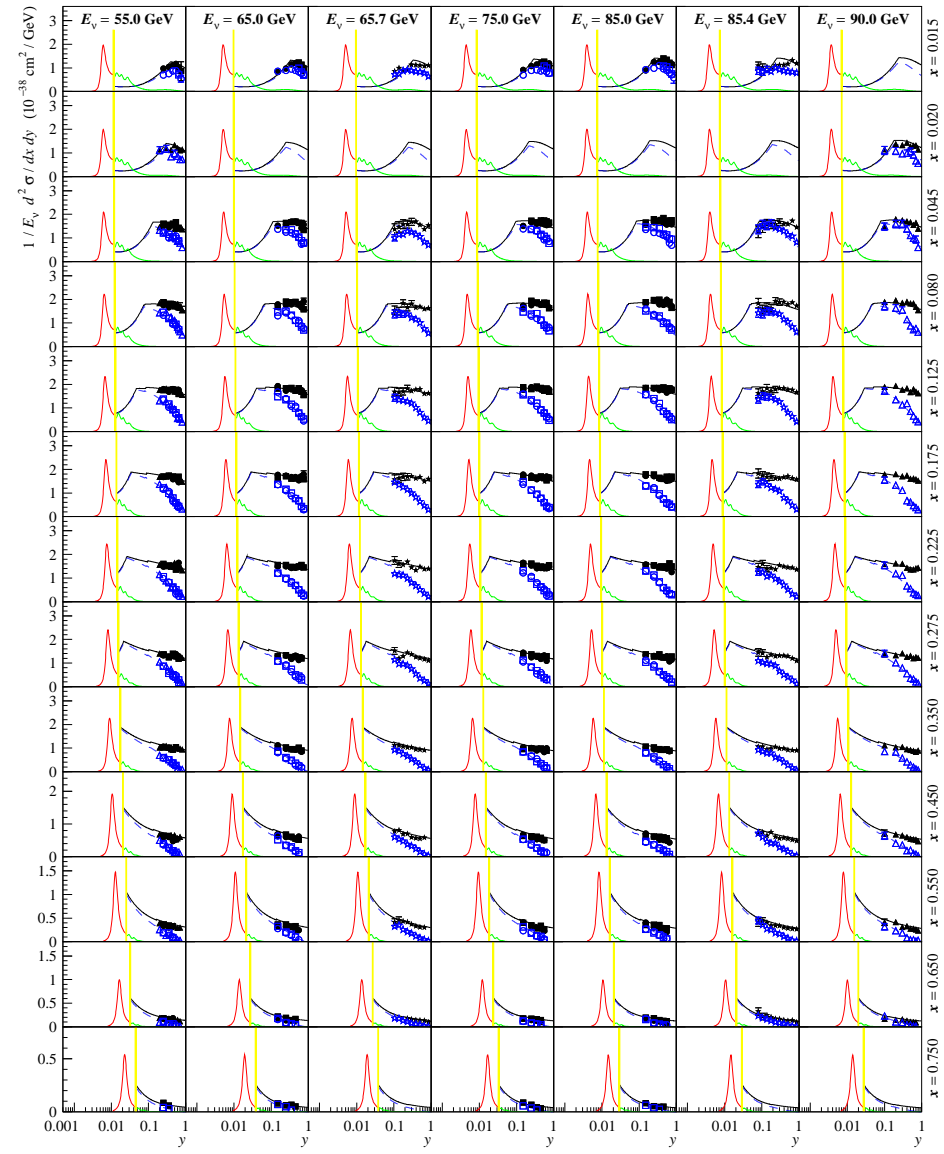
15.05.2019 12:08, vnaumov@theor.jinr.ru пишет:

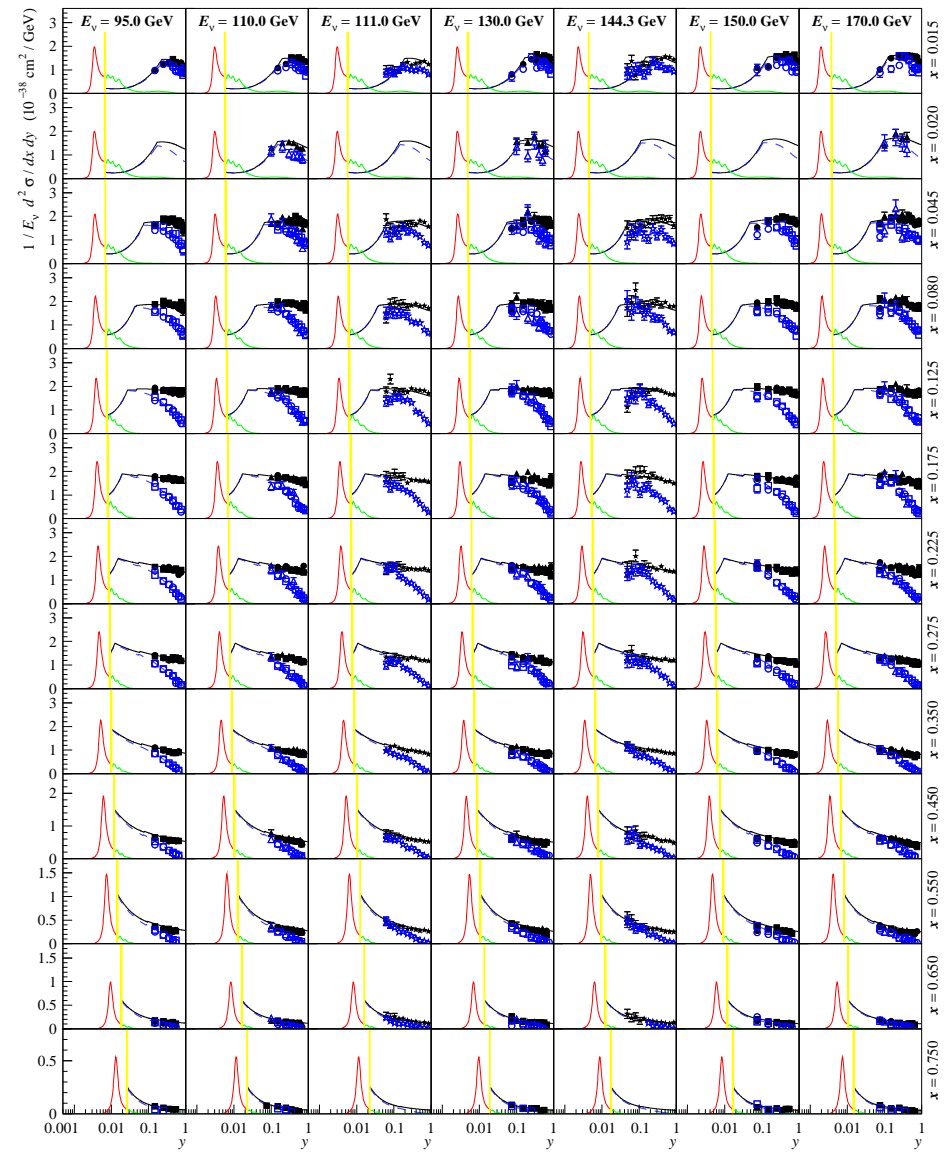
“Возможные причины расхождений:

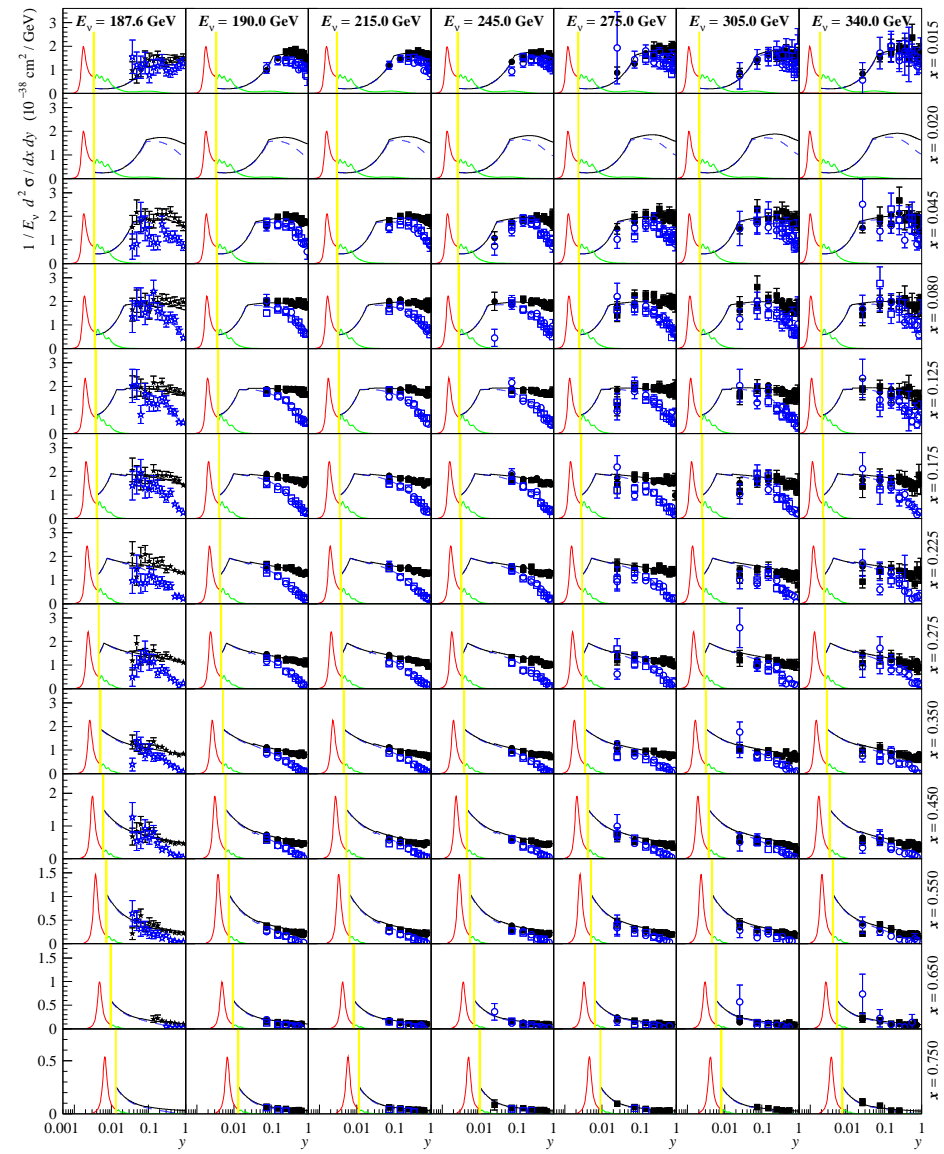
1. Способы экстраполяции PDF за пределы установленных границ по x и Q^2 .
2. Различие в определении переменной x (Фейнман/Нахтман).
3. Отсутствие в GENIE (с гарантией 90%) вкладов F_4 , F_5 .
4. Масса c -кварка и различия в других константах (не факт, кстати, что наш набор констант не устарел).
5. Пороги рождения тяжелых кварков.
6. Наличие/отсутствие $b \longleftrightarrow t$ переходов.
7. Какой-то “тюнинг” в GENIE (множитель, например, точно есть).

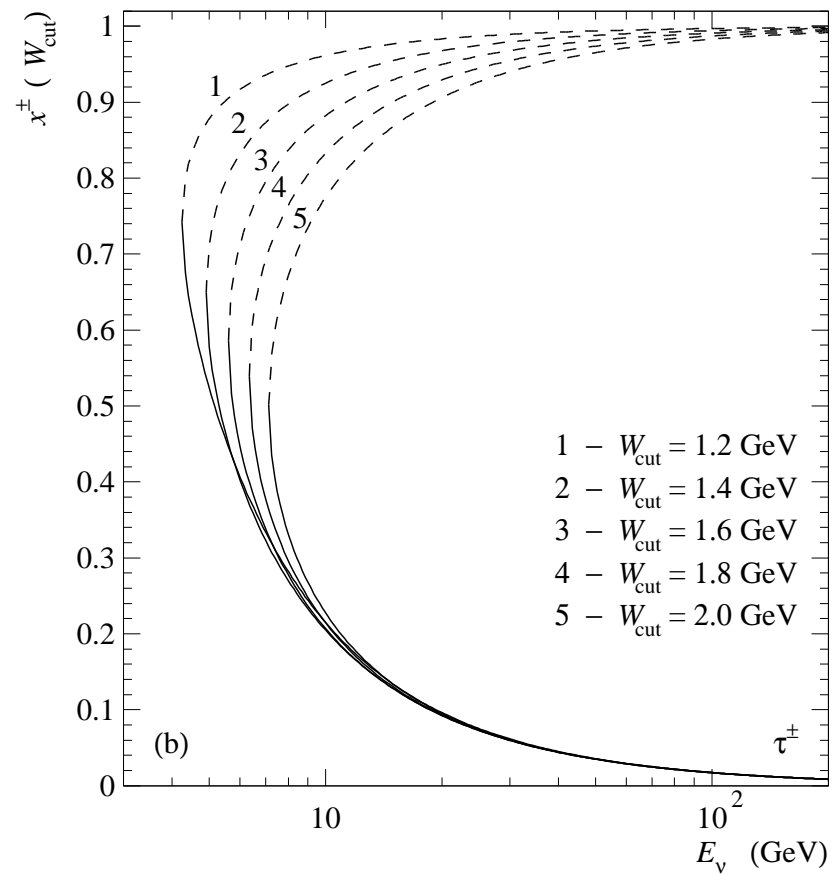
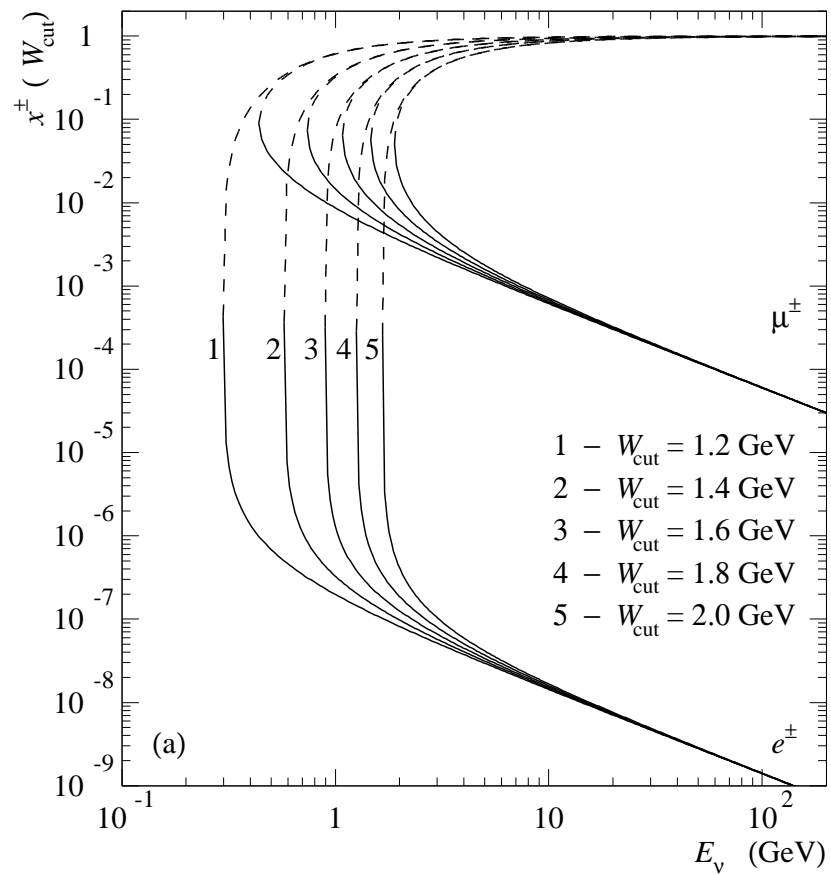
Список наверняка можно продолжить, но и так ясно, что выше 1 – 10 ТэВ GENIE использовать нельзя, ... ну без глубокого усовершенствования.”

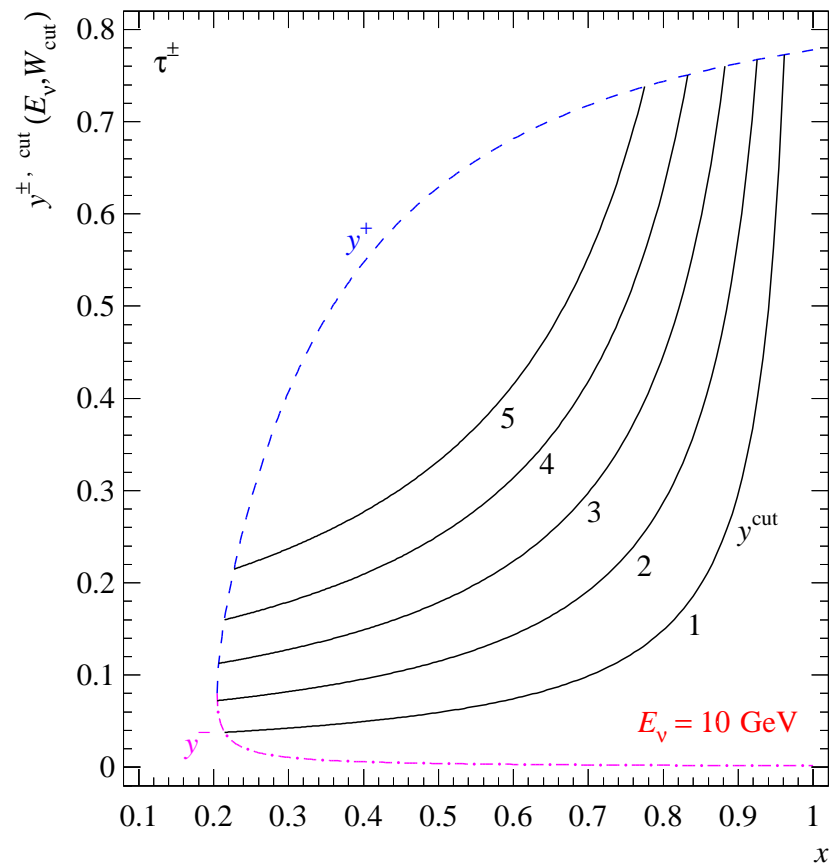
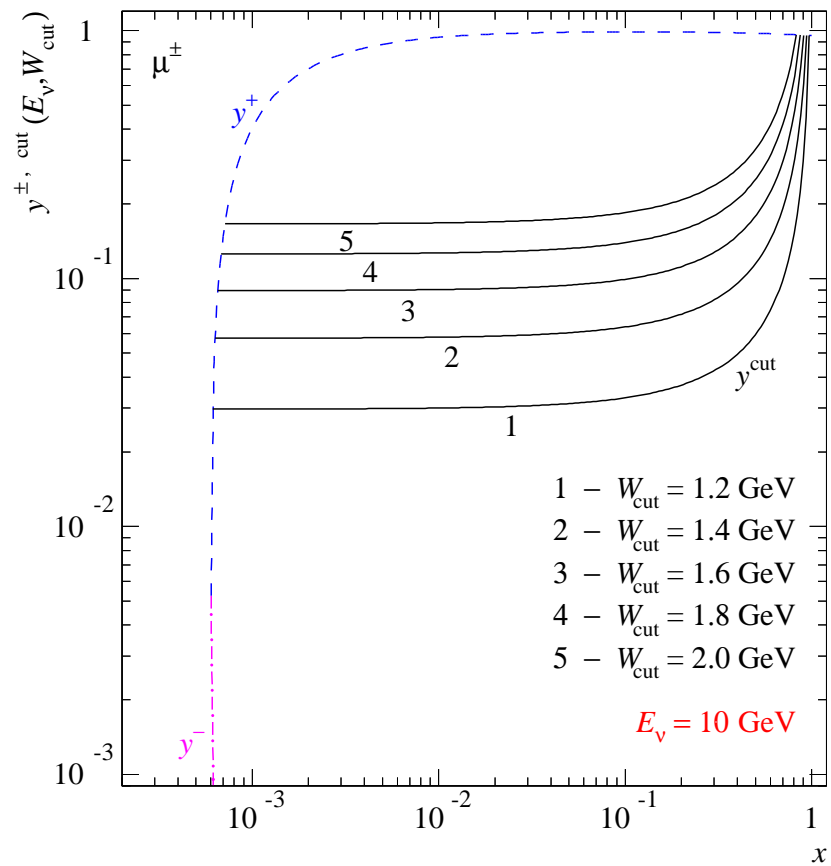












Список литературы

- [1] Y. Liang et al., arXiv: nucl-ex/0410027; Y. Liang, Ph. D. Thesis, The American University, Washington, 2003, and private communication (May, 2005).
- [2] K. Abe et al., Phys. Lett. **452**, 194 (1999); arXiv: hep-ex/9898028.
- [3] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Eur. Phys. J. C **5**, 461 (1998); arXiv: hep-ph/9806404.
- [4] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C **39**, 155 (2005); arXiv: hep-ph/0411040.
- [5] S. Kretzer, H. L. Lai, F. Olness and W. K. Tung, Phys. Rev. D **69**, 114005 (2004); arXiv: hep-ph/0307022.
- [6] W. K. Tung et al., JHEP **0702**, 053 (2007); arXiv: hep-ph/0611254.
- [7] P. Berge et al., Z. Phys. C **49**, 187 (1991); CERN-EP/89-103, 1989.
- [8] U. K. Yang, Ph. D. Thesis, University of Rochester, Rochester, New York, 2001; FERMILAB-THESIS-2001-09, 2001.
- [9] M. Tzanov et al., Phys. Rev. D **74**, 012008 (2006).
- [10] G. Onengut et al. (CHORUS Collaboration), Phys. Lett. B **632**, 65 (2006).