

В.А. Кузьмин
и проблема барионной асимметрии
Вселенной

В.А. Рубаков

Институт ядерных исследований РАН,
кафедра физики частиц и космологии
физического факультета МГУ



А.Д. Сахаров ' 1967; В.А. Кузьмин ' 1970

- В современной Вселенной есть материя и нет антиматерии.

И это требует объяснения!

- Барион-фотонное отношение, почти постоянно во времени:

$$\eta_B \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} = 6 \cdot 10^{-10}. \text{ В чем проблема?}$$

Ранняя Вселенной ($T > 10^{12}$ К = 100 МэВ):

рождение и уничтожение кварк-антикварковых пар \Rightarrow

$n_q, n_{\bar{q}} \approx n_\gamma$. Поэтому

$$\frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_q + n_{\bar{q}}} \approx \eta_B \sim 10^{-9}$$

Как образовался такой избыток?

Сегодня: дополнительный аргумент в пользу генерации (а не начального данного космологической эволюции) – инфляция.

Необходимые условия генерации – условия Сахарова:

- Нарушение барионного числа B
- C - и CP -нарушение
- Отсутствие теплового равновесия

Игнатъев, Красников, Кузьмин, Тавхелидзе' 78

Генерация барионной асимметрии в теориях большого объединения

Grand Unified Theories, $M_{GUT} \simeq 10^{16}$ GeV

S. Weinberg' 79

Ellis, Gaillard, Nanopoulos' 79

Yoshimura' 79

...

Нарушение барионного числа и CP в распадах сверхтяжелых частиц

Сегодня проблематично:

- Протон не распадается

$$\tau_p > 10^{33} - 10^{34} \text{ лет}$$

- Сверхвысокие температуры во Вселенной, $T \sim M_{GUT}$, трудно получить в инфляционном сценарии

Нарушение барионного числа в электрослабых взаимодействиях

't Hooft ' 1976

Вне рамок теории возмущений

Источник – треугольная аномалия в барионном токе B^μ :

$$\partial_\mu B^\mu = \left(\frac{1}{3}\right)_{B_q} \cdot 3_{colors} \cdot 3_{generations} \cdot \frac{g_W^2}{32\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\rho}^a$$

$F_{\mu\nu}^a$ – напряженность калибровочного поля $SU(2)_W$; g_W – константа связи $SU(2)_W$.

Аналогично для каждого лептонного тока ($n = e, \mu, \tau$)

$$\partial_\mu L_n^\mu = \frac{g_W^2}{32\pi^2} \cdot \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\rho}^a$$

B нарушается, $B - L$ сохраняется.

Требуются большие флуктуации калибровочного поля $F_{\mu\nu}^a \propto g_W^{-1}$.
При нулевой температуре – инстантоны

Белавин, Поляков, Шварц, Тюткин ' 1975

Вероятность подавлена как

$$e^{-\frac{16\pi^2}{g_W^2}} \sim 10^{-165}$$

Интерпретация: экспонента туннелирования между калибровочными вакуумами.

Нет туннелирования — нет подавления

- В поле магнитного монополя 'т Хоофта–Полякова

Witten' 1979: “Dyons of charge $e\theta/2\pi$ ”

В.Р. ' 1981, Callan ' 1982: Монопольный катализ распада протона

- Институт Нильса Бора, Копенгаген ' осень 1984:

Распад тяжелого (техни)бариона — (техни)скирмиона

В.Р. ' 1985, Ambjorn, V.R. ' 1985

Институт Нильса Бора, Копенгаген ' осень 1984 (курилка на лестничной клетке).

В.А. Кузьмин: “А не могут ли электрослабые процессы с нарушением барионного числа быть быстрыми при высоких температурах”

В.Р.: “Нет, не могут!” — см. Gross, Pisarski, Yaffe ' 1981 “QCD and Instantons at Finite Temperature”:

Зависимость от θ подавлена в КХД при высокой температуре фактором $\exp\left(-\frac{16\pi^2}{g_s^2}\right)$

И все же: высокие температуры – большие тепловые флуктуации (“сфалероны”).

При высоких температурах экспоненциального подавления нет!

Кузьмин, В.Р., Шапошников ' 1985

Точнее, нарушение B – быстрое по сравнению с темпом расширения Вселенной при

$$T \gtrsim T_{EW} \sim 100 \text{ ГэВ}$$

Этого не может быть никогда.

М.Б. Волошин, А.Д. Долгов — слоны в горячей плазме.

CERN: John Ellis, Flores, Rudaz, Seckel ' 1987, etc.

И тем не менее сфалеронные скачки явно видны в численных симуляциях

Григорьев, В.Р., Шапошников ' 1989

А как же Gross, Pisarski, Yaffe?

Arnold, McLerran ' 1987: “И ты прав!”

Тепловые скачки идут с большой вероятностью, а зависимость от θ подавлена!

Домашнее задание. Рассмотрим физический маятник массы m длины l , умеющий крутиться вокруг подвеса, причем энергия нулевых колебаний $\hbar\omega/2$ мала по сравнению с потенциальным барьером для полного оборота $2mgl$. Пусть маятник имеет электрический заряд q и помещен в потенциал Ааронова–Бома

$$A_\varphi = \frac{\theta}{2\pi},$$

где φ — угол отклонения маятника, θ — параметр, так что

$$\oint d\varphi A_\varphi = \theta.$$

Показать, что зависимость свободной энергии от θ экспоненциально подавлена как при низких, так и при высоких температурах, а частота полных оборотов экспоненциально подавлена при низких температурах и неподавлена при высоких.

Во что всё это вылилось

“Новые” механизмы бариогенезиса.

Возможность No 1: EW бариогенезис

Генерация барионной асимметрии за счет самих электрослабых процессов при $T_{EW} \sim 100 \text{ GeV}$

Проблема: Вселенная расширяется медленно.

Шанс: электрослабый фазовый переход 1-го рода

В Стандартной модели не работает.

- Фазового перехода нет вообще; есть гладкий кроссовер

Шалошников и соавт.' 1993 - 97

- Слишком малое CP-нарушение

Все еще не исключено в расширениях Стандартной модели.

(Слабая) надежда на LHC

Возможность No 2: лептогенезис

Барионная асимметрия и массы нейтрино

Лептогенезис: физика, отвечающая за массы “наших” нейтрино, обеспечивает генерацию **лептонной асимметрии** Вселенной. Электрослабые взаимодействия автоматически перерабатывают часть лептонной асимметрии в барионную. Все это должно происходить при $T \gtrsim T_{EW} \gtrsim 100$ ГэВ

Механизм качелей (see-saw)

Для генерации масс “наших” нейтрино вводим новые фермионы N (“нейтральные тяжелые лептоны NHL”, “стерильные нейтрино”), синглеты по калибровочной группе СМ

Майорановские массы и взаимодействие с нашими нейтрино и полем Хиггса

$$\frac{M}{2}\bar{N}^c N + y\bar{N}^c \tilde{H}^\dagger L + \text{h.c}$$

В вакууме $\tilde{H}^\dagger = (v/\sqrt{2}, 0)$ появляются массовые члены

$$\frac{M}{2}\bar{N}^c N + \frac{yv}{\sqrt{2}}\bar{N}^c \nu + \text{h.c}$$

Они приводят к майорановским массам наших нейтрино

$$m_\nu = \frac{y^2 v^2}{2M}$$

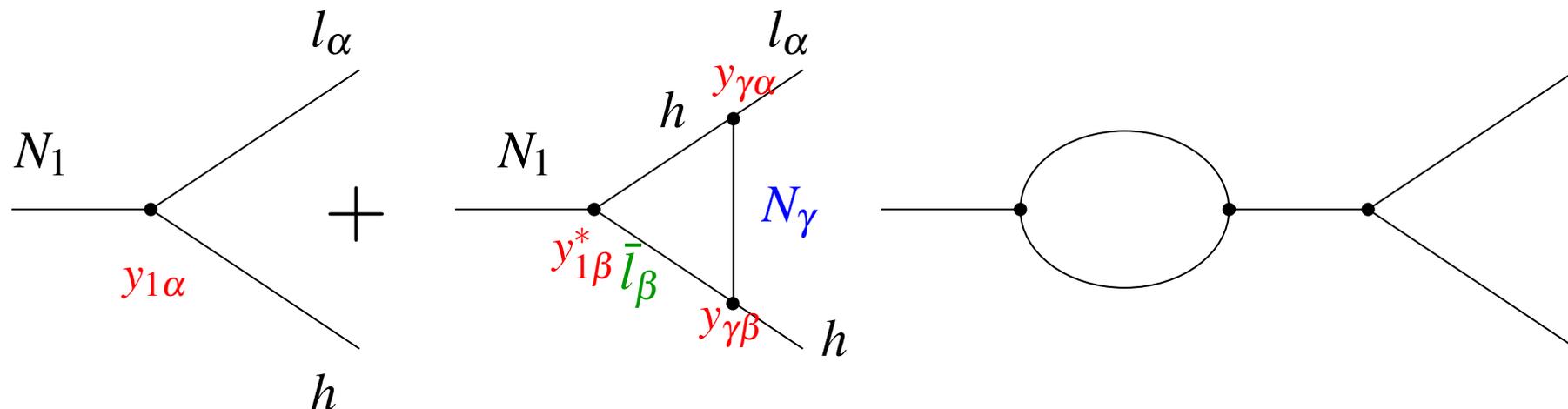
Три поколения M и y – комплексные 3×3 -матрицы (нарушение СР!). Большие $M \implies$ малые m .

Лептонная асимметрия в распадах N

Fukugita, Yanagida' 85

Комплексные $y_{\alpha\beta}$ нарушают CP \implies

$$\Gamma(N \rightarrow lh) \neq \Gamma(N \rightarrow \bar{l}h)$$



Возможна генерация лептонной асимметрии.

Если нет тонкой подстройки и/или иерархии юкавских констант, то

$$\eta_B \sim \frac{n_L}{n_\gamma} \sim 10^{-9} \frac{M_1}{10^{12} \text{ GeV}} \cdot \frac{\tilde{m}_{2,3}}{10^{-2} \text{ eV}} \cdot \frac{10^{-1} \text{ eV}}{\tilde{m}_1}$$

M_1 – масса легчайшего NHL, $\tilde{m}_{1,2,3}$ – комбинации масс наших нейтрино.

Массы наших нейтрино должны быть $m_\nu \sim 10^{-3} - 1 \text{ эВ}$, массы NHL $M \sim 10^9 - 10^{13} \text{ ГэВ}$, температура разогрева Вселенной $T \gtrsim M$.

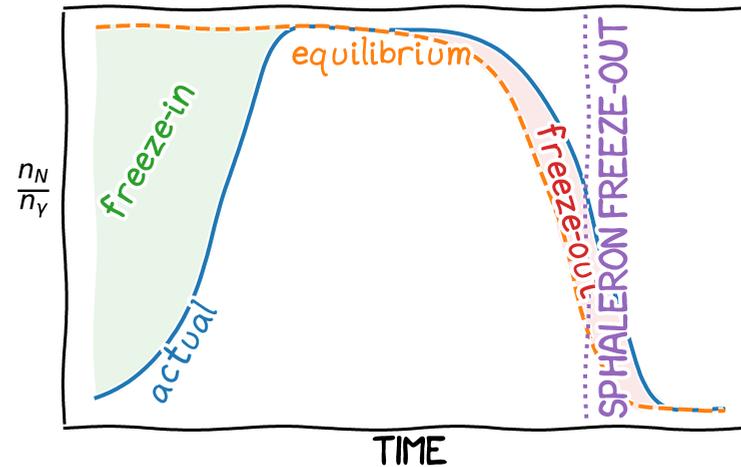
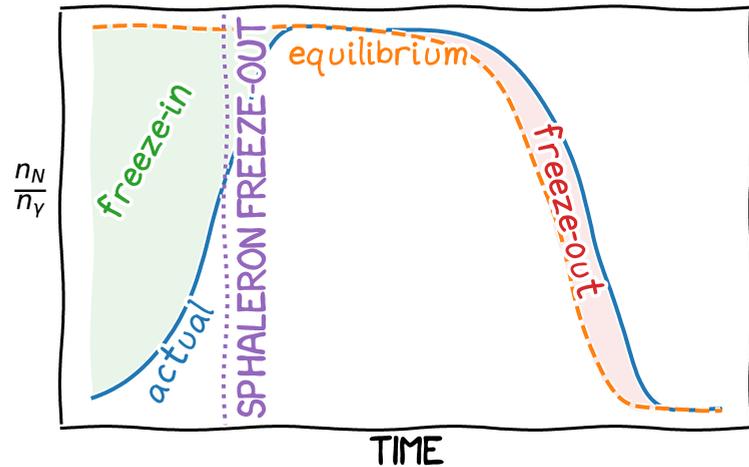
Пессимистичный сценарий с точки зрения эксперимента.

NB: Нарушение CP в секторе наших нейтрино не имеет прямого отношения к нарушению CP в распадах N , т.е. к генерации барионной асимметрии.

Альтернатива: лептогенезис с осцилляциях N

Ахмедов, В.Р., Смирнов ' 98

Asaka, Shaposhnikov ' 2005



Klaric, Shaposhnikov, Timiryasov ' 2021

Freeze-in — осцилляции N

Freeze-out — распады N

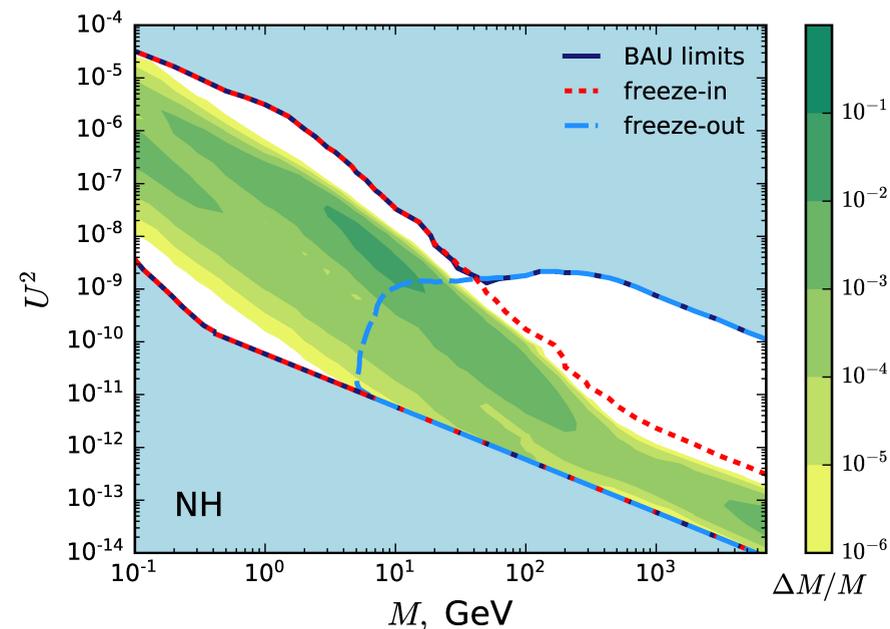
Неравновесные процессы рождения и осцилляций N в электрослабую эпоху $T \sim T_{EW} \sim 100$ ГэВ

массы $M_N \sim 1$ ГэВ (!). Возможен поиск в ускорительных экспериментах

На самом деле оба механизма лептогенезиса тесно связаны между собой. Область масс N — от 100 МэВ до 10^{12} ГэВ

Klaric, Shaposhnikov, Timiryasov ' 2021

Случай двух NHL, участвующих в генерации асимметрии:



Коллайдеры высоких энергий – LHC, FCC; эксперименты с фиксированной мишенью

NB: Вырождения по массам и чрезвычайно малого смешивания не требуется, если участвуют все три типа NHL

Abada et. al. ' 2019

Заключение

- Работы А.Д. Сахарова и В.А. Кузьмина 1967 – 70 г.г. — одни из тех нескольких, что открыли направление “физика частиц и космология”
- Барионная асимметрия Вселенной – одно из немногих свидетельств необходимости выхода за рамки Стандартной модели
- Проблема барионной асимметрии – мощный стимул развития теории и эксперимента в физике частиц
 - Теория нарушения барионного и лептонного чисел в Стандартной модели и за ее пределами
 - Теория процессов в космической плазме при высоких температурах
 - Экспериментальное исследование CP-нарушения
 - Поиск новых частиц на коллайдерах и в экспериментах с фиксированной мишенью

Проблема поставлена более 50 лет назад и до сих пор не решена. Если повезет, то будет решена в обозримом будущем.

Backup slides

How can baryon number be not conserved without explicit B -violation in perturbation theory?

Consider massless fermions in background gauge field $\vec{A}(\mathbf{x}, t)$ (gauge $A_0 = 0$). Let $\vec{A}(\mathbf{x}, t)$ start from vacuum value and end up in vacuum.
NB: This can be a fluctuation

Dirac equation

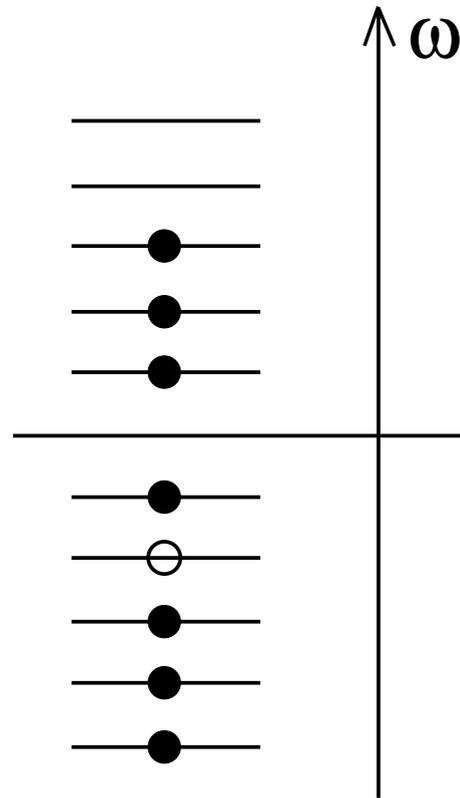
$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi = i \gamma^0 \vec{\gamma} (\vec{\partial} - ig \vec{A}) \psi = H_{Dirac}(t) \psi$$

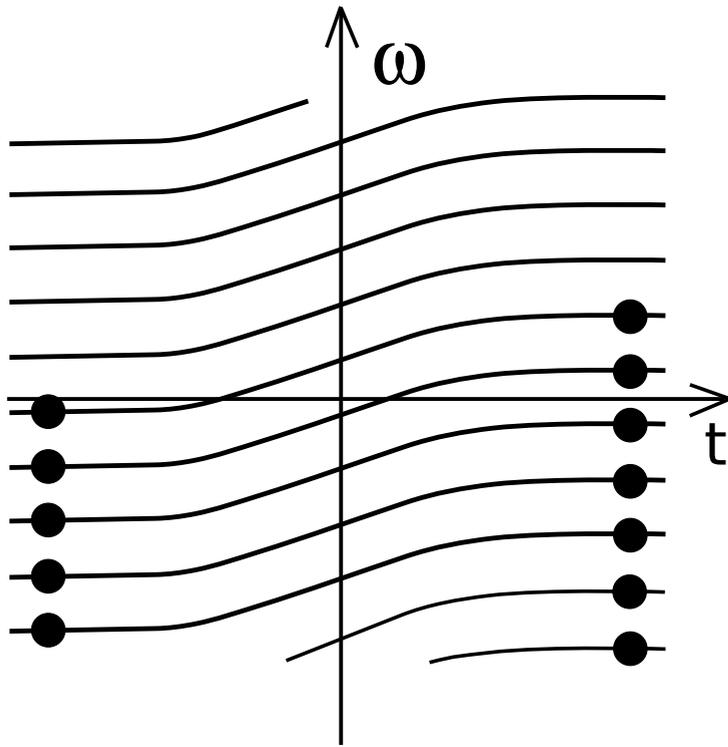
Suppose for the moment that \vec{A} slowly varies in time. Then fermions sit on levels of instantaneous Hamiltonian,

$$H_{Dirac}(t) \psi_n = \omega_n(t) \psi_n$$

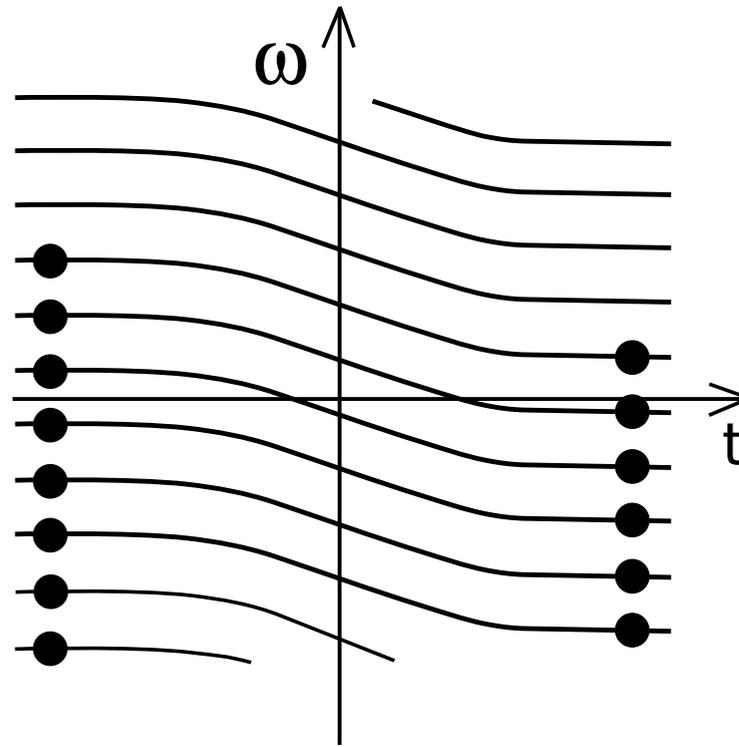
How do eigenvalues behave in time?

Fermion energy levels at $\vec{A} = 0$





Left fermions



Right fermions

Motion of energy levels in special (topological)
gauge field background $\vec{A}(t)$

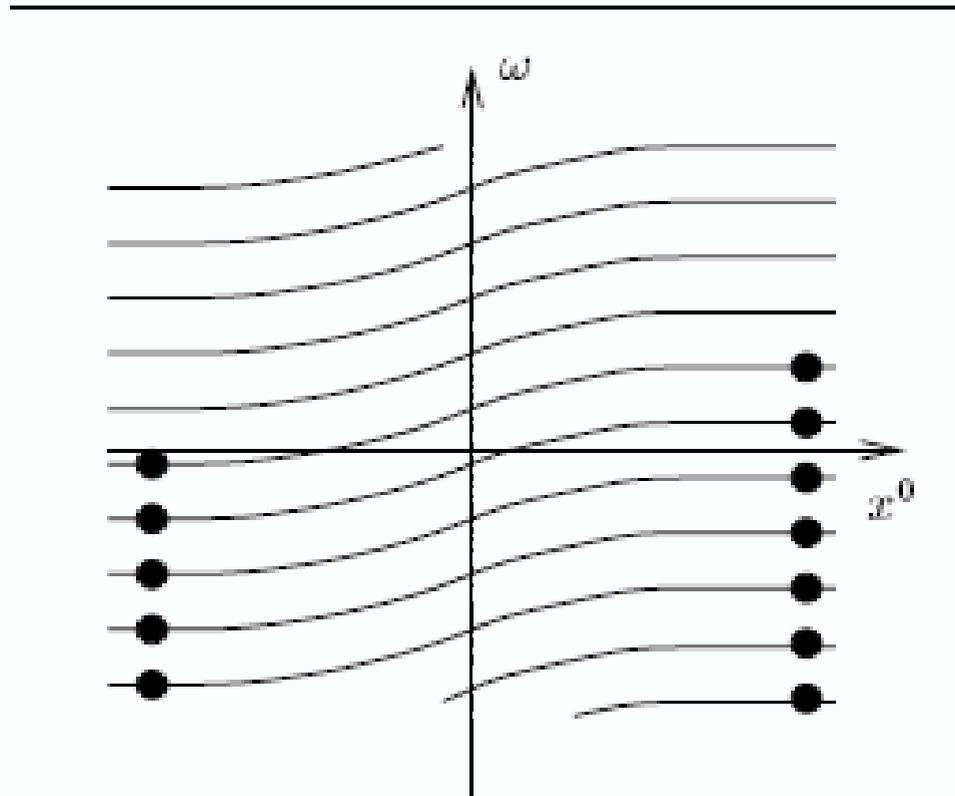
QCD case, $B = N_L + N_R$ is conserved, $Q^5 = N_L - N_R$ is not

NB: Non-Abelian gauge fields only (in 4 dimensions)

QCD: Violation of Q^5 is a fact.

In chiral limit $m_u, m_d, m_s \rightarrow 0$,
global symmetry is $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_B$,
not symmetry of classical Lagrangian
 $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_B \times U(1)_A$

If only left-handed fermions interact with gauge field,
then number of fermions is not conserved



The case for $SU(2)_W$

Fermion number of every doublet changes in the same way