$$\left\{\gamma_\mu\left[i\frac{\partial}{\partial x_\mu}-e\mathscr{A}^\mu(x)\right]-m-ie\gamma_\mu\frac{\delta}{\delta J_\mu(x)}\right\}G(x,y|J)=$$
$$=\delta^4(x-y), \tag{1}$$

где γ_μ — матрицы Дирака, e, m — заряд и масса электрона. Для ср. значения оператора фотонного поля $\mathscr{A}^\mu(x)$ получаем ур-ние типа ур-ния Максвелла (второе слагаемое в правой части ур-ния имеет смысл квантовых поправок к классич. току J):

$$\Box\mathscr{A}^\mu(x)=-J^\mu(x)+ie\,\mathrm{Sp}\left[\gamma^\mu G(x,x|J)\right], \tag{2}$$

где шпур берётся по спинорным индексам. Ур-ния (1), (2), позволяющие по заданным источникам $J_\mu(x)$ определить $G(x,y|J)$ и $\mathscr{A}^\mu(x)$, наз. Ш. у.

Двухточечная фотонная ф-ция Грина может быть найдена с помощью соотношения

$$D^{\mu\nu}(x,y|J)=-\frac{\delta A^\mu(x)}{\delta J_\nu(y)}=-i\frac{\delta^2\ln S_0[J]}{\delta J_\mu(x)\delta J_\nu(y)}.$$

Величина $Z[J]\equiv i\ln S_0[J]$ наз. *производящим функционалом*.

Трёхточечная *вершинная часть* определяется следующим образом:

$$\Gamma_\mu(x,y,z)=-\frac{\delta}{\delta A^\mu(z)}G^{-1}(x,y|J),$$

где G^{-1} — обратный оператор фермионной ф-ции Грина. Ш. у. тесно связаны с *Дайсона уравнениями*. Швингером было выведено также ур-ние для четырёхточечной ф-ции Грина двух частиц (фермионов). При отсутствии внеш. поля это ур-ние эквивалентно *Бете — Солпитера уравнению*.

Лит.: Schwinger J., «Proc. Nat. Acad. Sci.», 1951, v. 37, p. 452, 455; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984. *Р. Н. Фаустов.*

ШИРИНА́ СПЕКТРА́ЛЬНОЙ ЛИ́НИИ — мера немонохроматичности спектральной линии. Ш. с. л. определяют как расстояние между точками контура спектральной линии, в к-рых интенсивность равна половине её макс. значения. В научной литературе вместо термина «Ш. с. л.» иногда используют англ. аббревиатуру FWHM — Full Width at Half Maximum. Ш. с. л. выражают в единицах круговой частоты — $\delta\omega$ (c^{-1}), частоты — $\delta\nu$ (Гц), длины волны — $\delta\lambda$ (нм) или волнового числа — $\delta(1/\lambda)=\delta\nu/c$ (см$^{-1}$). Иногда под Ш. с. л. понимают полуширину $\gamma=\delta\omega/2$; для классич. *осциллятора* γ есть константа затухания амплитуды свободных колебаний.

Для изолированной квантовой системы характерна естественная (радиационная) Ш. с. л. $\delta\nu_e$, определяемая суммой ширин уровней энергии, между к-рыми происходит соответствующий данной спектральной линии спонтанный квантовый переход. Для разрешённых *отбора правилами* переходов $\delta\nu_e \propto \lambda^{-2}$. Величина $\delta\nu_e$ очень мала в радиодиапазоне, для ИК-линий $\delta\nu_e\sim 100$ Гц, в видимом и УФ-диапазонах $\delta\nu_e\sim 10$ МГц (для интенсивных линий). Для излучат. переходов из метастабильных состояний естеств. ширина может быть очень малой; так, для строго запрещённой линии водорода $2S_{1/2}-1S_{1/2}$ величина $\delta\nu_e$ обусловлена двухфотонным распадом верх. уровня и составляет всего ок. 1,3 Гц.

В разреженных газах с максвелловским распределением частиц по скоростям спектральные линии имеют доплеровскую ширину, определяемую *Доплера эффектом*:

$$\delta\omega_D=2\sqrt{\ln 2}\,\omega_0 v_0/c,$$

где $v_0=\sqrt{2kT/M}$ — наиб. вероятная скорость частиц в газе, M — масса атома (или молекулы), ω_0 — круговая частота спектральной линии. Т. о., доплеровская ширина зависит от темп-ры и часто используется для её определения.

В плотных газах, плазме, жидкостях и твёрдых телах Ш. с. л. обусловлена взаимодействием частиц (см. *Уширение спектральных линий*). Так, Ш. с. л. водородоподобного иона с зарядом ядра Z в плазме в осн. определяется квазистатич. уширением ионами:

$$\delta\omega\approx 12{,}5\,\frac{n^2-n'^2}{Z}Z_iN_i^{2/3},$$

где Z_i — заряд возмущающих ионов, N_i — их концентрация (число в 1 см^3), n и n' — гл. квантовые числа уровней энергии, участвующих в квантовом переходе. В большинстве случаев, однако, механизм уширения спектральных линий в плазме ударный. Если при этом на излучающую систему воздействует неск. видов возмущающих частиц, то полная Ш. с. л. равна сумме ширин, вызванных ударным воздействием всех частиц:

$$\delta\omega=\sum_m K_m N_m,$$

где N_m — концентрация частиц вида m, а $K_m=2\langle v\sigma'_m\rangle$ — константа уширения спектральной линии при соударении с частицами вида m (σ'_m — эфф. сечение уширения). Ширина неводородоподобных линий в плазме обусловлена гл. обр. столкновениями с электронами. По порядку величины

$$\delta\omega\approx a\cdot 10^{-6}(n-\mu)^4 z^{-3}N_e,$$

где n — гл. квантовое число верх. уровня, μ — его *квантовый дефект*, z — спектроскопич. символ иона, N_e — концентрация электронов, множитель $a\approx 0{,}2$—$0{,}5$ для нейтральных атомов, для однократных ионов $a\approx 1$. Ударным механизмом объясняется также уширение радиолиний, соответствующих переходам между высоковозбуждёнными уровнями атомов водорода. При этом Ш. с. л. обусловлена неупругими переходами и пропорц. концентрации заряж. частиц.

В нейтральных газах уширение спектральных линий атомами посторонних газов определяется потенциалом ван-дер-ваальсовского взаимодействия $V=hC_6/R^6$ (R — расстояние между атомами, C_6 — постоянная для данного типа взаимодействующих атомов); Ш. с. л. выражается ф-лой

$$\delta\omega=8{,}16\,C_6^{2/5}\left(\frac{8kT}{\pi M}\right)^{3/10}N,$$

где M — приведённая масса сталкивающихся частиц, N — их концентрация. Наиб. уширение в атомарных нейтральных газах испытывают резонансные линии в однородном газе (резонансное уширение). Для изолированной резонансной линии

$$\delta\omega=\frac{4\pi e^2}{m\omega_0}f_{01}\sqrt{\frac{2J_0+1}{2J_1+1}}N,$$

где m — масса электрона, f_{01} — сила осциллятора перехода $0\to 1$, J_0 и J_1 — квантовые числа полного момента для основного и резонансного уровней.

Константы уширения K для колебательно-вращат. и вращат. линий большинства молекул практически одного порядка величины. При темп-ре $T=300$ К характерное значение $K\sim 1\cdot 10^{-9}$ см^3 с$^{-1}$. Для больших вращат. квантовых чисел, когда разность энергий уровней сопоставима с kT, уширение становится в неск. раз меньше. Величина K обычно $\propto T^\alpha$, причём эмпирич. значения показателя α для разл. пар молекул составляют 0,12—0,40. Уширение, связанное с собств. давлением газа, существенно превышает уширение посторонним газом лишь в нек-рых случаях — чаще всего у полярных молекул. Так, константа уширения давлением для вращат. линии H_2O с частотой 380 ГГц составляет $7{,}5\cdot 10^{-9}$ см^3 с$^{-1}$. По Ш. с. л., обусловленной взаимодействием частиц, определяют их концентрацию в излучающих и поглощающих объектах (см., напр., *Диагностика плазмы*).

Спектральные линии с очень малой шириной реализуются при ядерных переходах в кристаллах при *Мёссбауэра*