Как правило, они состоят только из реактивных элементов, чтобы не уменьшать значения постоянной составляющей выпрямленного тока. Отношение коэф. пульсаций на выходе фильтра к коэф. пульсаций на его входе наз. коэффициентом сглаживания:

$$k_{\text{сгл}}=k_{\text{п}}^{\text{вых}}/k_{\text{п}}^{\text{вх}}.$$

Лит.: Полупроводниковые выпрямители, 2 изд., М., 1978; Руденко В. С., Сенько В. И., Чиженко И. М., Основы преобразовательной техники, 2 изд., М., 1980.

Р. С. Абрамова.

ВЫРОЖДЕНИЕ в квантовой теории — существование разл. состояний квантовой системы, в к-рых нек-рая физ. величина A принимает одинаковые значения. Соответствующий такой величине оператор $\hat{A}$ обладает совокупностью линейно независимых *собственных функций* ψ_a^k, $\hat{A}\psi_a^k=a\psi_a^k$, $k=1, \ldots K$, отвечающих одному собств. значению a. Число K наз. **кратностью вырождения** собств. значения a, оно может быть конечным или бесконечным; k может принимать дискретный или непрерывный ряд значений. С бесконечной кратностью (мощности континуума) вырождены, напр., собств. значения оператора энергии свободной частицы по всевозможным направлениям импульса $|\boldsymbol{p}|=\sqrt{2m\mathcal{E}}$ (m и $\mathcal{E}$ — масса и энергия частицы).

В. собств. значений, как правило, связано с симметрией данной физ. величины по отношению к нек-рой группе преобразований. Симметрия означает, что существуют операторы $\hat{B}_n$ др. физ. величин $\{B_n\}$, коммутирующие с $\hat{A}$, $[\hat{A}, \hat{B}_n]=0$, и, следовательно, имеющие с ним общие собств. ф-ции. Собств. ф-ции оператора $\hat{A}$, преобразующиеся по неодномерному представлению группы симметрии, будут иметь одно и то же собств. значение a, поскольку величина A не изменяется при преобразованиях симметрии. Так, операторы кинетич. энергии $\hat{\boldsymbol{p}}^2/2m$ и квадрата орбитального момента $\hat{\boldsymbol{L}}^2$, гамильтониан частицы в центр. поле $U(r)$: $\hat{H}=\hat{\boldsymbol{p}}^2/2m+U(r)$ симметричны относительно пространств. поворотов. Такие преобразования порождаются операторами проекций момента импульса $\hat{L}_i$, $i=x, y, z$, коммутирующими с гамильтонианом, но не коммутирующими между собой. Представления группы вращений (кроме тривиального) неодномерны, их размерность равна $2l+1$, где l — целое неотрицат. число, задающее собств. значения $\hbar^2 l(l+1)$ оператора квадрата орбитального момента $\hat{L}^2$. Соответствующие квантовые состояния отличаются проекцией момента $\hbar m$, $|m|\leqslant l$, на нек-рое выделенное направление. Т. о., собств. значения перечисл. операторов оказываются вырожденными по проекции орбитального момента с кратностью $2l+1$.

Особое значение в квантовой механике имеет В. собств. значений гамильтониана (В. уровней энергии). Генераторы группы симметрии гамильтониана являются интегралами движения. Поэтому признаком В. уровней энергии системы является существование неск. одновременно неизмеримых (т. е. некоммутирующих, как $\hat{L}_x$ и $\hat{L}_y$ в примере выше) интегралов движения. Уровни энергии электрона в атоме водорода вырождены не только по m, но и по l (т. н. *случайное вырождение*). Это связано с существованием независимого интеграла движения, специфического для кулоновского поля (т. н. вектора Рунге — Ленца), $\boldsymbol{A}=\boldsymbol{r}/r-(\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{L})/m_e Ze^2$ (m_e и e — масса и заряд электрона, Z — ат. номер). Преобразования симметрии, порождаемые операторами $\hat{\boldsymbol{L}}$ и $\hat{\boldsymbol{A}}$, совместно образуют более широкую группу симметрии $O(4)$ (В. А. Фок, 1935). В результате атомные уровни вырождены по всем значениям l, $0\leqslant l\leqslant n-1$ (где n — главное квантовое число), что с учётом двух возможных проекций спина даёт кратность вырождения $K=2n^2$.

Осн. состояние (с мин. энергией) квантовой системы, как правило, имеет симметрию гамильтониана и поэтому единственно (невырождено). Однако может случиться, что симметричное состояние не обладает мин. энергией, и тогда осн. состояние оказывается вырожденным; при этом различные собств. векторы, отвечающие мин. энергии, не обладают симметрией гамильтониана. Такие модели широко применяются в совр. квантовой теории поля — теории со *спонтанным нарушением симметрии* (см. также *Вырождение вакуума*).

Если симметрия физ. величины A нарушается дополнит. взаимодействием, то В. снимается (полностью или частично), т. е. уточнённые собств. значения этой величины уже не вырождены (или вырождены с меньшей кратностью). Напр., для атома в электрич. поле снимается В. энергии по $|m|$ (*Штарка эффект*), а в магн. поле — по m (*Зеемана эффект*). Представление о нарушенных (т. е. приближённых) симметриях широко используется в теории элементарных частиц.

С явлением В. связаны важные физ. свойства квантовых систем. Так, В. атомных уровней с кратностью 2, 8, 18, ... определяет структуру периодич. системы элементов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Мессиа А., Квантовая механика, пер. с франц., т. 1—2, М., 1978—79.

Д. В. Гальцов.

ВЫРОЖДЕНИЕ ВАКУУМА — *вырождение* основного (с наим. плотностью энергии) состояния квантовомеханич. системы с бесконечным числом степеней свободы; возникает при *спонтанном нарушении симметрии*, когда вакуумное состояние системы, обладающей нек-рой симметрией (непрерывной или дискретной), оказывается неинвариантным относительно этой симметрии: преобразования симметрии переводят один вакуум в другой с тем же значением плотности энергии. Такие преобразования нельзя задать унитарными операторами в пространстве *векторов состояний*, поэтому разл. вакуумы определяют разл. пространства состояний системы. Для симметрии, описываемой непрерывной группой G, заданной *генераторами группы* $Q^{(a)}$, инвариантность системы относительно преобразований этой группы означает, что гамильтониан системы H коммутирует со всеми $Q^{(a)}$, т. е. $[Q^{(a)}, H]=0$. Вакуумное состояние $|0\rangle$ инвариантно относительно преобразований из группы G, если $Q^{(a)}|0\rangle=0$, и не инвариантно, если для нек-рых генераторов $Q^{(a)}|0\rangle\neq 0$. Из инвариантности вакуума следует инвариантность гамильтониана (т. н. **теорема Коулмена** [1,3]). Обратное утверждение в общем случае неверно из-за возможного В. в. Наличие В. в. проявляется в существовании не инвариантных относительно G *вакуумных средних* значений операторов полей, описывающих систему.

Примером В. в. в теории твёрдого тела может служить осн. состояние изотропного ферромагнетика, в к-ром вектор намагниченности $\boldsymbol{M}\neq 0$ и произвольно ориентирован в пространстве. Каждому направлению $\boldsymbol{M}$ соответствует свой «вакуум» (осн. состояние). Вакуум, соответствующий данному $\boldsymbol{M}$, инвариантен относительно вращений вокруг оси, направленной по $\boldsymbol{M}$, и не инвариантен относительно любых других вращений.

В квантовой теории поля для описания В. в. удобно пользоваться *эффективным потенциалом* системы $V_{\text{эфф}}(\varphi_c)$, определяющим плотность энергии в вакуумном состоянии, для к-рого вакуумные ср. значения полей $\varphi(x)$ равны φ_c [x — пространственно-временна́я точка, $x=(x^0=t, x^1, x^2, x^3)$; используется система единиц $\hbar=c=1$]. Истинный физ. вакуум соответствует значению $\varphi_c=\varphi_{c0}$, при к-ром $V_{\text{эфф}}$ имеет абс. минимум. В нулевом приближении $V_{\text{эфф}}$ совпадает с потенц. ф-цией лагранжиана классич. полей. Напр., в теории изовекторного (с *изотопическим спином* 1) скалярного поля $\varphi^{(\alpha)}(x)$, $\alpha=1, 2, 3$ — изотопич. индекс, в нулевом приближении

$$V_{\text{эфф}}=-\frac{\mu^2}{2}\varphi_c^2+\frac{\lambda}{4}(\varphi_c^2)^2,$$