темп-ра, при к-рой дифференц. магн. восприимчивость в нулевом внеш. поле испытывает расходимость. При $T = 0$ ферромагн. состояние будет существовать только тогда, когда выполняется *Стонера критерий ферромагнетизма*: $\rho(\mathscr{E}_F)U > 1$. В этом случае легко рассчитывается температурная зависимость магн. восприимчивости и спонтанной намагниченности $M(T)$, к-рая вблизи T_C даёт критич. показатель $\beta = 1/2$, совпадающий с результатами *Ландау теории* фазовых переходов 2-го рода. Полученные в рамках этого разложения графики зависимости M^2 от M/H (графики Аррота — Белова — Нокса) представляют собой прямые линии, причём при $T = T_C$ прямая проходит через начало координат. Предсказанная моделью зависимость $M(T)$ была впервые получена экспериментально для ферромагнетика $ZrZn_2$, что послужило аргументом в пользу существования ферромагнетиков с коллективизиров. носителями магн. момента.

С. м. достаточно хорошо аппроксимирует свойства осн. состояния зонных магнетиков. В отличие от *Гейзенберга модели*, С. м. позволяет получить дробные значения магн. моментов (в единицах μ_B на атом), наблюдаемые в Fe, Ni, Co. Однако при конечных темп-рах в С. м. обнаруживается много несоответствий с результатами эксперим. исследований зонных магнетиков. Значения T_C, рассчитанные для металлов группы Fe, оказываются сильно завышенными. Экспериментально не подтверждается тот факт, что обменное расщепление зоны пропорционально намагниченности (2). Существ. недостатком модели является то, что при $T > T_C$ магн. восприимчивость не подчиняется *Кюри — Вейса закону*. С. м. также не может объяснить *антиферромагнетизм* металлов группы Fe, таких, как Mn, Cr. Наблюдаемые при $T > T_C$ спин-флуктуац. возбуждения также, естественно, не воспроизводятся в этой простой модели, но могут быть объяснены в спин-флуктуац. теории магнетизма [6] (см. *Спиновые флуктуации*).

Лит.: 1) Stoner E. G., Collective electron ferromagnetism, «Proc. Roy. Soc.», 1938, v. A165, p. 372; 2) Wolfarth E. P., The theoretical and experimental status of the collective electron theory of ferromagnetism, «Rev. Mod. Phys.», 1953, v. 25, p. 211; 3) Magnetism, v. 4, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, N. Y.— L., 1966; 4) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 5) Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; 6) Мория Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988.

А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, О. А. Котельникова.

СТО́НЛИ ВО́ЛНЫ — *упругие волны*, распространяющиеся вдоль плоской границы двух твёрдых полупространств, мало различающихся по плотности и модулю упругости; являются разновидностью *поверхностных акустических волн*. Описаны Р. Стонли (R. Stoneley) в 1924. С. в. состоят как бы из двух *Рэлея волн* (по одной в каждой среде). Параллельная и перпендикулярная граничной поверхности компоненты колебат. смещений этих волн убывают в глубь каждой из сред, так что энергия С. в. сосредоточена в двух граничных слоях толщиной $\sim\lambda$ каждый. Фазовая скорость С. в. меньше фазовых скоростей продольной c_l и поперечной c_t упругих волн в обеих граничащих средах. При равенстве фазовых скоростей упругих волн в этих средах ($c_{l1} = c_{l2}$, $c_{t1} = c_{t2}$), но при различии плотностей ($\rho_1 \neq \rho_2$) С. в. всегда существуют. При этом, если $\rho_2/\rho_1 \to 0$, С. в. переходят в волны Рэлея.

СТОПА́ — один из простых *поляризационных приборов*, представляющий собой набор прозрачных плоских пластин, устанавливаемых под нек-рым углом к падающему свету. Коэф. пропускания и отражения для компонент световых лучей, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости падения на С., различны (см. *Френеля формулы*). Поэтому *естественный свет*, прошедший через С., поляризуется: в нём преобладает компонента, электрич. вектор к-рой лежит в плоскости падения. Степень поляризации p тем выше, чем больше наклон лучей к С., однако оптим. углом установки С. является угол Брюстера (см. *Брюстера закон*), при к-ром прозрачность С. максимальна (ок. 50%).

Для видимой области спектра пластины С. выполняют из *оптического стекла* очень малой толщины, чтобы уменьшить потери на поглощение. При показателе поглощения стекла $n = 1{,}5$ практически полную поляризацию ($p = 0{,}99$) даёт С. из 16 пластин. Для ИК-области применяют С. из пластин фтористого лития, флюорита и др. с тонкими селеновыми, германиевыми или кремниевыми покрытиями. Большие n (~ 2—4) таких покрытий позволяют получить требуемую степень поляризации p при небольшом числе пластин.

СТОХАСТИ́ЧЕСКИЕ КОЛЕБА́НИЯ (от греч. stochastikós — умеющий угадывать) — нерегулярные, внешне неотличимые от реализации *случайного процесса* колебания в полностью детерминированной (без шумов и флуктуаций) нелинейной системе.

Сложное поведение нелинейных колебат. систем наблюдалось (1920-е — 50-е гг.) задолго до осознания факта возможности существования стохастичности в таких системах (эксперименты Ван дер Поля и Ван дер Марка [1], двухдисковое динамо [2], распределённая система авторегулирования темп-ры [3]). Кроме того, хотя в то время существовали нек-рые элементы матем. аппарата для описания нетривиального поведения траекторий *динамических систем* в фазовом пространстве (гомоклинич. структуры Пуанкаре [4]), однако представления о том, что детерминиров. системы могут вести себя хаотически, ещё не проникли ни в физику, ни в математику. Качественное изменение ситуации произошло в 1960-е гг. в связи с открытиями в математике [5—6] и компьютерными исследованиями моделей физ. систем.

С. к., как и истинно шумовые колебания, характеризуются сплошным *Фурье спектром* и спадающей автокорреляц. ф-цией (см. *Хаос*). Отличает их от случайных флуктуаций то обстоятельство, что они могут генерироваться динамич. системой с конечным числом степеней свободы (в то время как генерация шума требует от системы возбуждения бесконечного числа независимых степеней свободы). Физ. природа возникновения сложного запутанного поведения конечномерной системы связана с неустойчивостью всех (или большинства) индивидуальных движений. Неустойчивость траекторий, располагающихся в органич. области фазового пространства, и приводит к перемешиванию, следствием к-рого является запутанность, сложность, стохастичность движения. Важными характеристиками этой сложности и запутанности являются фрактальная размерность предельного множества (*странного аттрактора*) A и топологич. энтропия системы на нём (см. *Фракталы*).

Выберем на странном аттракторе ансамбль из отрезков траекторий длительности T, отстоящих друг от друга на расстояние ε. Предположим, что любой отрезок длительности T произвольной траектории в аттракторе лежит в ε-окрестности хотя бы одного из отрезков. Обозначим через $C(T, \varepsilon)$ число отрезков (элементов) в ансамбле. При уменьшении ε или увеличении T число $C(T, \varepsilon)$ увеличивается. Рост $C(T, \varepsilon)$ при убывании ε естественно связан с геом. сложностью аттрактора. Увеличение же $C(T, \varepsilon)$ при возрастании T есть следствие неустойчивости траекторий в аттракторе. Рассмотрим следующие характеристики движения на аттракторе:

$$h = \lim_{\varepsilon \to 0} \overline{\lim_{T \to \infty}} \frac{\ln C(T, \varepsilon)}{T}; \quad c = \lim_{T \to \infty} \overline{\lim_{\varepsilon \to 0}} \frac{\ln C(T, \varepsilon)}{-\ln \varepsilon}.$$

Величину h наз. топологич. энтропией, c — фрактальной размерностью аттрактора. Сигналу (реализации, наблюдаемой), с к-рым имеет дело исследователь, в эффективном фазовом пространстве (возможно, бесконечномерном) исследуемой системы отвечает предельное множество соответствующих траекторий. Его размерность естественно называть размерностью реали-