Остон Д., Пикосекундная нелинейная оптика, в кн.: Сверхкороткие световые импульсы, пер. с англ., М., 1981; Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С., Самовоздействие волновых пакетов в нелинейной среде и генерация фемтосекундных лазерных импульсов, «УФН», 1986, т. 149, с. 449; их же, Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988.
А. С. Чиркин.

НЕСУ́ЩАЯ СПОСО́БНОСТЬ — понятие матем. *пластичности теории*. Н. с. характеризуется предельной нагрузкой, при к-рой начинается неограниченное возрастание пластич. деформации конструкции из идеально-пластич. материала (см. *Идеально-пластическое тело*). Поскольку потеря Н. с. конструкции связана с неограниченным пластич. течением, величина упругих деформаций оказывается часто несущественной, поэтому во многих случаях имеет смысл рассматривать Н. с. *жёсткопластических тел*. Использование Н. с. для установления допустимых нагрузок приводит к уменьшению металлоёмкости конструкций.

Лит.: Ерхов М. И., Теория идеально пластических тел и конструкций, М., 1978; Работнов Ю. Н., Механика деформируемого твердого тела, М., 1979.

НЕСУ́ЩАЯ ЧАСТОТА́ — частота гармонич. *несущего колебания*.

НЕСУ́ЩЕЕ КОЛЕБА́НИЕ — колебание, предназначенное для передачи модулирующего сигнала с заключённой в нём информацией. Само по себе Н. к. не содержит информации и, как правило, стационарно. Обычно Н. к. представляет собой гармонич. колебание (радиосвязь, локация и т. п.), частоту к-рого принято называть несущей частотой или периодич. последовательностью импульсов (многоканальная связь, информационно-измерит. системы). Информация вносится в Н. к. путём изменения (модуляции) к.-л. из его параметров, спектр модулирующего (информац.) сигнала перемещается при этом в более ВЧ-диапазон, пригодный для распространения на трассе приём—передача (см. также *Модулированные колебания*).

НЁТЕР ТЕОРЕ́МА — утверждает, что для всякой физ. системы, уравнения движения к-рой могут быть получены из вариац. принципа, каждому однопараметрич. непрерывному преобразованию, оставляющему вариац. функционал инвариантным, отвечает один дифференц. *сохранения закон*, и, главное, позволяет явно выписать сохраняющуюся величину. Установлена в работах учёных гёттингенской школы Д. Гильберта (D. Hilbert), Ф. Клейна (F. Klein) и Э. Нётер (E. Noether). Н. т.— самое универсальное средство, позволяющее находить законы сохранения в лагранжевой классич. механике, теории поля, квантовой теории и т. д.

В классич. механике для системы с *действием*

$$S = \int_T L[q_a(t),\ \dot{q}_a(t)]dt$$

(L — *Лагранжа функция*, зависящая от обобщённых координат q_a и скоростей $\dot{q}_a$) инвариантность S относительно образующих группу преобразований с параметром ε

$$t \to t' = t + \Lambda(q,t)\varepsilon, \quad q_a(t) \to q_a'(t') = q_a(t) + \Lambda_a(q,t)\varepsilon \quad (1)$$

[где задающие преобразование ф-ции $\Lambda(q, t)$, $\Lambda_a(q, t)$ зависят от совокупности координат $\{q_a\} \equiv q$ и времени] влечёт за собой, согласно Н. т., сохранение во времени величины

$$Q = \Big[L - \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_a}\dot{q}_a\Big]\Lambda + \sum_a \frac{\partial L}{\partial q_a}\Lambda_a.$$

В частности, из инвариантности S относительно (1) с $\Lambda_a = 0$, $\Lambda = 1$, т. е. из однородности времени, следует закон сохранения энергии:

$$-\mathscr{E} = L - \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_a}\dot{q}_a = \text{const}.$$

В этом случае L не зависит от времени явно. Подобным же образом из инвариантности S по отношению к пространств. сдвигам ($\Lambda = 0$, $\Lambda_a = 1$) следует закон сохранения импульса, а из изотропии пространства — закон сохранения трёхмерного момента.

В гамильтоновом описании, т. е. когда Q выражены через канонические переменные — обобщённые координаты и импульсы (для простоты считаем, что явные зависимости от времени отсутствуют): 1) *Пуассона скобка* Q с *гамильтонианом* H равна нулю, 2) изменение любой динамич. переменной F при преобразовании (1) определяется её скобкой Пуассона с Q. В этом контексте утверждение Н. т. становится как бы тривиальным, следующим из одной лишь антисимметрии скобок Пуассона:

$$0 = dH/d\varepsilon = (Q, H) \to 0 = (H, Q) = dQ/dt.$$

Если преобразования симметрии образуют не однопараметрич. группу, то между Q_A должны выполняться соотношения в скобках Пуассона, воспроизводящие *Ли алгебру* генераторов соответствующей группы. Так, напр., три компоненты момента должны удовлетворять соотношению в скобках Пуассона

$$(M_i M_k) = -e_{ikl}M_l, \quad i, k, l = 1, 2, 3$$

(где e_{ikl} — *Леви—Чивиты символ*), воспроизводящему алгебру Ли группы трёхмерных вращений $O(3)$.

Особо важное значение Н. т. приобретает в *квантовой теории поля* (КТП), где вытекающие из наличия группы симметрии законы сохранения часто оказываются единств. источником информации о свойствах системы. Для формального вывода Н. т. в (классич. или квантовой) теории поля рассматривают интеграл действия:

$$S = \int_R L\Big[\varphi^a(x),\ \varphi^a_{,\nu}(x);\ x^\mu\Big]d^4x; \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3, \qquad (2)$$

где $L[\varphi^a(x),\ \varphi^a_{,\nu}(x);\ x^\mu]$ — *лагранжиан*, зависящий от ф-ций поля $\varphi^a(x)$, их первых производных по всем четырём координатам $\varphi^a_{,\nu} \equiv \partial\varphi^a/\partial x^\nu$ и, возможно, от координат x^μ ($x = \{x^\mu\}$ — точка пространства-времени; индекс a нумерует компоненты поля; принята система отсчёта, в к-рой $\hbar = c = 1$). Тогда Н. т. утверждает, что из инвариантности действия (2) относительно преобразований с параметрами ε^A

$$x^\mu \to x'^\mu = x^\mu + \Lambda^\mu_A(x)\varepsilon^A,$$
$$\varphi^a(x) \to \varphi'^a(x') = \varphi^a(x) + \mathscr{L}^{ab}_A(x)\varphi_b(x)\varepsilon^A$$

для произвольной области интегрирования R вытекает дифференц. закон сохранения:

$$dJ^\mu_A/dx^\mu = 0, \qquad (3)$$

где т. н. нётеров ток J^μ_A вычисляется из лагранжиана по правилу:

$$J^\mu_A = T^\mu_\nu\Lambda^\nu_A + \frac{\partial L(x)}{\partial\varphi^a_{,\mu}}\varphi^b\mathscr{L}^{ab}_A, \qquad (4)$$

где

$$T^\mu_\nu = \delta^\mu_\nu L(x) - \frac{\partial L}{\partial\varphi^a_{,\mu}}\varphi^a_{,\nu} \qquad (5)$$

(δ^μ_ν — символ Кронекера; по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Интегрируя (3) по произвольному 4-объёму и используя *Гаусса теорему*, получаем, что полный 4-поток вектора J^μ_A через ограничивающую этот объём гиперповерхность равен нулю. Выбирая гиперповерхность в виде цилиндра с пространственноподобными основаниями, такого, что потоком через боковые стенки можно пренебречь, приходим к утверждению, что направленные в будущее потоки век-