$$W_n(x_1, \ldots, x_n) = w_n(\xi_2, \ldots, \xi_n), \quad \xi_i = x_i - x_{i-1},$$

то ФО можно представить в виде

$$\tilde{W}_n(p_1, \ldots, p_n) = \frac{1}{(2\pi)^{4n}} \int dx_1 d\xi_2 \ldots d\xi_n \times \exp[-i(q_1 x_1 + q_2\xi_2 + \ldots + q_n\xi_n)] w_n(\xi_2 \ldots \xi_n) = \delta(q_1) \tilde{w}(q_2, \ldots, q_n),$$

где

$$q_j = \sum_{l=j}^{n} p_l.$$

В терминах ФО формулируется аксиома спектральности, к-рая требует, чтобы ф-ции $\tilde{w}_n(q_2, \ldots, q_n)$ были бы отличны от нуля только тогда, когда все $q_2, \ldots, q_n$ лежат в *световых конусах* будущего:

$$\tilde{w}(q_2, \ldots, q_n) \neq 0, \text{ только если все } q_j > 0.$$

Наконец надо ещё потребовать, чтобы состояния, получающиеся из вакуума действием операторов поля $A(x)$, обладали положит. нормой; это накладывает на У. ф. систему нелинейных ограничений: для любых N и любых пробных ф-ций $\varphi_n = \varphi(x_1, \ldots, x_n)$, $n = 0, 1, \ldots, N$

$$\sum_{m,n=0}^{N} \int dy_1 \ldots dy_m dx_1 \ldots dx_n \varphi_m^*(y_1, \ldots, y_m) \varphi_n(x_1, \ldots, x_n) \times W_{m+n}(y_m, \ldots, y_1, x_1, \ldots, x_n) \geqslant 0.$$

Возможность работать с обобщёнными числовыми У. ф. определяется доказанной Уайтменом осн. теоремой о реконструкции. Пусть $W_n(x_1, \ldots, x_n)$, $n = 0, 1, \ldots$ есть последовательность обобщённых ф-ций в пространстве $4n$ измерений, удовлетворяющих сформулированным выше условиям. Тогда существуют: гильбертово пространство $\mathfrak{R}$, представление неоднородной группы Лоренца $U(a, \Lambda)$, состояние вакуума $|0\rangle$ и нейтральное скалярное поле $A(x)$, такие, что средние по вакууму от произведений n операторов $A(x)$ будут равны $W_n(x_1, x_2, \ldots, x_n)$.

Особенная плодотворность использования обобщённых У. ф. определяется теоремой, утверждающей, что каждая обобщённая У. ф. $w_n(\xi_2, \ldots, \xi_n)$ является граничным значением аналитич. ф-ции $w_n(z_2, \ldots, z_n)$ комплексных переменных $z_2, \ldots, z_n$, голоморфной в трубе будущего $\operatorname{Im} z_j > 0$, $j = 2, \ldots, n$, что позволяет использовать мощный аппарат теории ф-ций многих комплексных переменных.

Лит.: Wightman A. S., Quantum field theory in terms of vacuum expetation values, «Phys. Rev.», 1956, v. 101, p. 860; Швебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Йост Р., Общая теория квантованных полей, пер. с англ., М., 1967.

Б. В. Медведев.

УБЕГА́ЮЩИЕ ЭЛЕКТРО́НЫ — электроны полностью ионизованной плазмы, ускоряемые внеш. электрич. полем, в к-ром находится плазма. Несмотря на то что этому ускорению мешает сила трения электронов об ионы, часть электронов может непрерывно ускоряться вплоть до больших энергий — «убегать» от ионов. У. э. могут наблюдаться, напр., в экспериментах на плазменных установках типа *токамак.*

Теория убегания [Джованелли Р. (Giovanelly R.), Дрейцер X. (Dreicer H., 1949), А. Гуревич и др.] кратко состоит в следующем. В электрич. поле с напряжённостью E на электрон с зарядом e действует ускоряющая сила eE и тормозящая сила трения его об ионы F, к-рая при малых скоростях электронов v растёт пропорционально скорости: $F = -vm/\tau$, где m — масса электрона; τ — время торможения. Далее, с ростом скорости эта сила достигает максимума $F_{\text{макс}}$, а при ещё больших скоростях ($\sim$тепловых) убывает. Максимуму силы трения соответствует определённое критич. значение поля $E_{\text{крит}} = F_{\text{макс}}/e$, к-рое, как показывают детальные расчёты, равно $E_{\text{крит}} = \Lambda|e|/2r_D^2$, где $\Lambda = 12$ (*кулоновский логарифм*), а r_D — *дебаевский радиус экранирования.* Если отношение $E/E_{\text{крит}}$ обозначить через ε, то нетрудно видеть, что при $\varepsilon \leqslant 1$ ускоряющая и тормозящая силы могли бы уравновесить друг друга и тогда бы электрон, не ускоряясь, двигался с пост. скоростью, что соответствовало бы закону Ома, а при $\varepsilon > 1$ электрон непрерывно бы ускорялся. Однако в плазме всегда имеется доля электронов с достаточно большими скоростями, и для них сила торможения мала, так что они будут ускоряться даже при $\varepsilon < 1$. Как показывают расчёты, в этом случае прирост доли У. э. $n_{\text{уб}}$ по отношению к основным $n_{\text{осн}}$ описывается производной по времени:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{n_{\text{уб}}}{n_{\text{осн}}}\right) = \frac{\xi}{\tau},$$

где $\xi = 3\sqrt{\varepsilon}\exp(-1/2\varepsilon)$.

Подчеркнём, что У. э. со скоростями, значительно бо́льшими тепловых, составляют здесь лишь малую долю по сравнению с осн. электронами и ионами. Поэтому для расчёта их ф-ции распределения по скоростям $f(v)$ можно пользоваться линеаризованным кинетич. ур-нием Ландау со столкновительным членом, учитывающим их столкновения лишь с основными электронами и ионами.

Лит.: Сивухин Д. В., Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 4, М., 1964.

Б. А. Трубников.

УВЕЛИЧЕ́НИЕ ОПТИ́ЧЕСКОЕ — отношение линейных или угл. размеров изображения предмета, получаемого с помощью оптич. системы, к соответствующим размерам самого предмета. Характеризуя наиболее употребит. осесимметричные системы, различают линейное, угл. и продольное У. о. Линейное (поперечное) увеличение β — отношение длины l' изображения отрезка, перпендикулярного оптич. оси системы, к длине этого отрезка l: $\beta = l'/l$. При $\beta > 0$ (направления l и l' совпадают) изображение наз. прямым, при $\beta < 0$ (l и l' антипараллельны) — обратным или перевёрнутым, при $|\beta| < 1$ — уменьшенным, при $|\beta| > 1$ — увеличенным. Величину β оптич. системы можно вычислить, используя выражение $\beta = -f/x = -x'/f'$, где f и f' — переднее и заднее фокусные расстояния, а x и x' — расстояния от переднего фокуса до предмета и от заднего фокуса до изображения соответственно. В реальных оптич. системах линейное У. о. для сопряжённых плоскостей не остаётся постоянным по всему полю зрения. Это приводит к нарушению геом. подобия между предметом и его изображением, наз. дисторсией (см. *Аберрации оптических систем*).

Угловое увеличение γ — отношение тангенса угла наклона u' луча к оптич. оси в пространстве изображений к тангенсу угла наклона u сопряжённого ему луча в пространстве предметов: $\gamma = \operatorname{tg} u'/\operatorname{tg} u$. Продольное увеличение α — отношение длины отрезка $\Delta x'$, отложенного вдоль оптич. оси системы в пространстве изображений, к сопряжённому ему отрезку Δx в пространстве предметов: $\alpha = \Delta x'/\Delta x$.

Величины α, β и γ взаимосвязаны: $\alpha\gamma = \beta$. Если n и n' — показатели преломления среды в пространстве предметов и пространстве изображений соответственно, то $\beta\gamma = n/n'$. Для оптич. системы, находящейся в воздухе, $n = n'$ и $\gamma = 1/\beta$, т. е. угл. увеличение обратно пропорционально линейному. Это означает, что чем больше линейное увеличение, тем у́же световые пучки, с помощью к-рых строится изображение, и тем меньше его освещённость. α и β связаны выражением: $\alpha = \beta^2 n'/n$, и при $n = n'$ $\alpha = \beta^2$. Т. к. продольное и поперечное У. с. различны, то даже идеальная оптич. система не может точно передать пространство предметов — размеры изображения по оси сокращаются и оно становится плоским.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1—2, М.—Л., 1948—52; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.

Л. Н. Капорский.

УВЛЕЧЕ́НИЕ ЭЛЕКТРО́НОВ ФОНО́НАМИ — возникновение потока носителей заряда в проводнике (полупроводнике или металле) вследствие их взаимодействия с неравновесными *фононами.* В образце, в к-ром создан градиент темп-ры ∇T, возникает поток фононов от горячего конца к холодному. Рассеиваясь на электронах, фононы передают им часть своего квазиимпульса и увлекают их к холодному концу образца. В замкнутой цепи этот эффект даёт дополнит. вклад в термоэлектрич. ток, в разомкнутой — в *термоэдс* (термоэдс увлечения). Эффект увлечения был