для др. конфигураций электродов (1913). Для коаксиальных цилиндрич. электродов, из к-рых эмитирует электроны внутренний, Л. ф. имеет вид

$$j=\frac{2}{9}\left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}\frac{U^{3/2}}{r\beta^2}.$$

Здесь j — ток на единицу длины цилиндров, β — табулиров. ф-ция отношения радиусов внешнего r и внутреннего r_0 цилиндров.

Для концентрич. сфер с радиусами r (внешняя) и r_0 (внутренняя) Л. ф. принимает вид

$$I=\frac{4}{9}\left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}\frac{U^{3/2}}{\rho^2},$$

где ρ — табулиров. ф-ция отношений r/r_0, а I — полный ток на сферу. В связи с общей для всех выражений Л. ф. зависимостью тока (или плотности тока) от разности потенциалов между электродами Л. ф. часто наз. «законом трёх вторых».

Учёт нач. скоростей электронов эмиссии объясняет образование между катодом и анодом минимума потенциала (см. *Виртуальный катод*). Л. ф. играет важную роль при расчёте и конструировании вакуумных электронных приборов (прежде всего, ламп с накалённым катодом).

Лит.: Гапонов В. И., Электроника, ч. 1, М., 1960; Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966. *Л. А. Сена.*

ЛЕ́НГМЮРА — СА́ХА УРАВНЕ́НИЕ — уравнение, устанавливающее зависимость степени *поверхностной ионизации* α от темп-ры поверхности металла T, его работы выхода φ и потенциала ионизации U_i ионизирующихся атомов. Выведено И. Ленгмюром (I. Langmuir) в 1924 на основании ф-лы, полученной ранее М. Сахой (M. Saha) для термич. ионизации атомов в газовой фазе (см. *Саха формула*). Если на единицу поверхности металла в единицу времени падает n_0 атомов пара, а n и n_+ — число нейтральных атомов и положительных ионов, испаряющихся за то же время с той же поверхности, то под степенью поверхностной ионизации α понимается отношение n_+/n. Л.—С. у. выражает α в след. виде:

$$\alpha=\frac{g_+}{g_0}\exp\frac{e(\varphi-U_i)}{kT},$$

где g_+ и g_0 — статистич. веса ионного и атомного состояний, e — элементарный заряд. Учёт отражения ионов и атомов от поверхности металла несколько видоизменяет Л.—С. у., вводя в его правую часть множитель $(1-r_+)/(1-r_0)$, где r_+ и r_0 — коэф. отражения ионов и атомов. Л.—С. у. было выведено как статистическим и термодинамическим, так и квантовомеханич. методами.

Лит.: Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Зандберг Э. Я., Ионов Н. И., Поверхностная ионизация, М., 1969. *Л. А. Сена.*

ЛЕ́НГМЮРОВСКИЕ ВО́ЛНЫ — продольные колебания плазмы с плазменной частотой $\omega_p=(4\pi ne^2/m)^{1/2}$ (e — заряд, m — масса электрона, n — плотность плазмы). Изучались И. Ленгмюром (I. Langmuir) и Л. Тонксом (L. Tonks) в 1929. Для плазмы характерно дальнодействие кулоновских сил, благодаря чему она может рассматриваться как упругая среда. Если группу электронов в плазме сдвинуть из их равновесного положения (тяжёлые ионы считаем неподвижными), то на них будет действовать электростатическая возвращающая сила, что и приводит к колебаниям. В покоящейся холодной плазме (темп-ра электронов $T_e\to 0$) могут существовать нераспространяющиеся колебания (стоячие волны) с плазменной частотой ω_p; в горячей плазме эти колебания распространяются с малой групповой скоростью (см. также *Плазма* и *Волны в плазме*). *Б. А. Трубников.*

ЛЕ́НЦА ПРА́ВИЛО (Ленца закон) — установлено Э. X. Ленцем в 1834 в уточнение закона эл.-магн. индукции, открытого М. Фарадеем (M. Faraday) в 1831. Л. п. определяет направление индукц. тока в замкнутом контуре при его движении во внеш. магн. поле, а также при деформации контура и (или) изменении магн. поля во времени (последние обобщения не принадлежат Ленцу и введены позже). Направление индукц. тока всегда таково, что испытываемые им со стороны магн. поля силы противодействуют движению и деформации контура, а создаваемый этим током магн. поток Φ_i стремится компенсировать изменения внеш. магн. потока Φ_e. Л. п. позволило Ф. Нейману (F. Neumann) в 1846 дать матем. формулировку закона эл.-магн. индукции:

$$\oint_\gamma \boldsymbol{E}\,d\boldsymbol{l}=-\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\int_S \boldsymbol{B}\,d\boldsymbol{s}=-\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt},$$

где $\Phi=\Phi_e+\Phi_i$ — магн. поток через поверхность S, опирающуюся на проводящий контур γ. Л. п. определяет знак правой части.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 9 изд., М., 1976; Ленц Э. Х., Избр. труды, М., 1950. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

ЛЕОНТО́ВИЧА ГРАНИ́ЧНОЕ УСЛО́ВИЕ — приближённое соотношение, связывающее на поверхности хорошо проводящего тела (среда 2) тангенциальные составляющие электрич., $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\exp(i\omega t)$, и магн., $\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r})\exp(i\omega t)$, векторов эл.-магн. поля в диэлектрике (среда 1). Если для комплексного показателя преломления n_2 проводящего тела выполняется условие $|n_2|\gg n_1$, так что глубина проникновения поля в проводник δ (толщина скин-слоя) мала по сравнению с наим. пространств. масштабом L, характеризующим поле в диэлектрике (длина волны, радиус кривизны границы, расстояние от источника поля, толщина проводника и т. д.), то с точностью до членов $\sim\delta/L$ поле в проводнике имеет структуру плоской волны, распространяющейся в направлении нормали $\boldsymbol{\nu}$ к границе. В этой волне векторы $\boldsymbol{E}_2$, $\boldsymbol{H}_2$ и $\boldsymbol{\nu}$ образуют правую тройку, и $\boldsymbol{E}_2=(\mu_2/\varepsilon_2)^{1/2}[\boldsymbol{H}_2\boldsymbol{\nu}]$, ε_2 и μ_2 — диэлектрич. и магн. проницаемости. В силу условий непрерывности на границе двух сред поле вне проводника подчиняется Л. г. у.

$$\boldsymbol{E}_{\tan}=Z[\boldsymbol{H\nu}]. \qquad (1)$$

Здесь принята гауссова система единиц, в к-рой величина $Z=(\mu_2/\varepsilon_2)^{1/2}$ безразмерна, соответственно в СИ она имеет размерность импеданса, поэтому её обычно наз. поверхностным *импедансом*. В данном случае Z совпадает с характеристическим импедансом среды 2.

Для сред с большой электропроводностью σ при не очень высоких частотах ω ($\omega\ll\sigma$) получим

$$Z=(1+i)(\mu\omega/8\pi\sigma)^{1/2}.$$

Именно для этого случая соотношение (1) было впервые предложено М. А. Леонтовичем в качестве граничного условия, позволившего заменить задачу о нахождении полей в двух средах задачей для одной среды с однородным условием (1) на границе. Л. г. у. было сформулировано им ещё в 30-х гг., но опубликовано в 1948. Им же получено и более точное выражение для поверхностного импеданса, к-рое в случае однородного проводящего тела имеет вид

$$Z_\pm=(\mu_2/\varepsilon_2)^{1/2}\left[1\pm(1+i)\left(\rho_1^{-1}-\rho_2^{-1}\right)\delta/2\right], \qquad (2)$$

здесь ρ_1 и ρ_2 — гл. радиусы кривизны поверхности тела, Z_+ связывает компоненты E_x и H_y, а Z_- — компоненты E_y и $-H_x$ (x, y — координаты в касат. плоскости, ориентированные по гл. сечениям). Из (2) следует, что для плоской и сферич. границ проводника обычное Л. г. у. справедливо с точностью до членов $\sim\delta^2/L^2$.

Л. г. у. оказалось первым из импедансных условий прикладной электродинамики, общей чертой к-рых