

В зависимости от типа эмиттера ИД подразделяются на двигатели с поверхностной ионизацией (ИДПИ), коллоидные двигатели (КД) и двигатели с объёмной ионизацией (ИДОИ). В ИДПИ ионизация происходит при пропускании паров рабочего вещества сквозь пористый эмиттер; энергия ионизации рабочего вещества должна быть меньше работы выхода материала эмиттера. Обычно выбирается пара цезий (рабочее вещество) — вольфрам (эмиттер). Эмиттер подогревается до темп-ры 1500° К во избежание конденсации рабочего вещества. В КД (существуют только лаб. прототипы) рабочее вещество (20%-ный раствор иодистого калия в глицерине) распыляется через капилляры в виде положительно заряженных микрокапель в ускоряющий промежуток; электрич. заряд микрокапель возникает в процессе экстракции струек из капилляров в сильном электрич. поле и последующем их распаде на капли. Источником ионов в ИДОИ является газоразрядная камера (ГРК), в к-рой атомы рабочего вещества (паров металлов, инертных газов) ионизируются электронным ударом в газовом разряде низкого давления [разряд между электродами 1 и 2 (рис. 2) либо безэлектродный СВЧ-разряд]; ионы из плазмы ГРК вытягиваются в ускоряющий промежуток сквозь отверстие эмиттирующего электрода-стенки ГРК, образующего вместе с ускоряющим электродом ионно-оптич. систему (ИОС) для ускорения и фокусировки ионов. Стенки ГРК, кроме эмиттирующего электрода, магнитоизолированы от плазмы. ИДОИ — наиб. разработанные с инженерн. и физ. точек зрения ИД, их тяговый кпд ~ 70%, подтверждённый в наземных испытаниях ресурс работы доведён до 2 · 10⁴ ч. Ресурс работы ИД ограничивается эрозией ускоряющего электрода вследствие его катодного распыления вторичными ионами, возникающими в результате перезарядки быстрых ускоренных ионов на медленных нейтральных атомах рабочего вещества. Энергетич. цены тяги и иона в ИД (за исключением КД) весьма значительны (≥ 2 · 10⁴ Вт/Н, ≥ 250 эВ/ион). По этой причине ИД пока не используются в космосе в качестве рабочих ЭРД (ЭХД, ПД), хотя они неоднократно испытывались на борту КЛА. Наиб. значительно испытание по программе SERT-2 (1970, США); в состав ЭРДУ входили две ИДОИ конструкции Г. Кауфмана (рабочее тело — ртуть, потребляемая мощность 860 Вт, кпд 68%, тяга 0,03 Н), проработавшие без отказа непрерывно 3800 ч и 2011 ч соответственно и возобновившие функционирование после длит. перерыва.

ПД по схеме плазменных ускорителей с замкнутым дрейфом электронов и протяжённой зоной ускорения систематически используется на КЛА, в особенности на геостационарных спутниках связи.

Лит.: Гильян К. А., Электрические межпланетные корабли, 2 изд., М., 1970; Морозов А. И., Шубин А. П., Космические электрореактивные двигатели, М., 1975; Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П., Электрические ракетные двигатели, М., 1975. А. П. Шубин.

ЭЛЕКТРОСЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ — взаимодействие, в к-ром участвуют кварки и лептоны, излучая и поглощая фотоны или тяжёлые промежуточные векторные бозоны W^+ , W^- , Z^0 . Э. в. описывается калибровочной теорией со спонтанно нарушенной симметрией.

Теория Э. в. использует заряд. промежуточные бозоны, введённые впервые Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1957. Дальнейшее развитие теории опирается на калибровочные теории (см. Калибровочная инвариантность), впервые применённые к Э. в. в работах Ш. Глэшоу (Sh. Glashow, 1961) и А. Салама и Дж. Уорда (A. Salam, J. C. Ward, 1964). Однако на первом этапе не удавалось решить проблему масс тяжёлых бозонов в рамках калибровочно-инвариантной теории.

Окончат. формулировка была достигнута С. Вайнбергом (S. Weinberg) и А. Саламом (A. Salam) в 1967 с использованием Хиггса механизма.

Теория Э. в. даёт объединённое описание эл.-магн. и слабого взаимодействий. Электромагнитное взаимодействие описывается квантовой электродинамикой. О слабом взаимодействии, к-рос приводит к распадам элементарных

частиц, было известно, что совокупность данных описывается взаимодействием вида «ток на ток» в $V-A$ -варианте

$$L_{int} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\alpha^+ j_\alpha^- \quad (1)$$

$$j_\alpha = \bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e + \bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu + V_\alpha^{had} + A_\alpha^{had},$$

где L_{int} — лагранжиан взаимодействия; j_α — слабый ток; γ_α — Дирака матрицы; e, μ, ν — операторы соответствующих полей, черта означает дираковское сопряжение; $G_F = (1,16639 \pm 0,00002) \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻² — константа взаимодействия Ферми, имеющая в системе единиц $\hbar = 1, c = 1$ размерность обратной массы в квадрате; $V_\alpha^{had}, A_\alpha^{had}$ — соответственно векторный и аксиальный заряженные адронные токи (см. Аксиальный ток, Векторный ток, Заряженный ток). Данные по распадам, напр. $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$, и по нейтринным реакциям, напр. $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны}$, вполне описываются взаимодействием (1). Однако с точки зрения квантовой теории поля это взаимодействие принадлежит к классу неренормируемых (см. Перенормируемость), что приводит к возникновению неустраивимых расходимостей в процессе вычисления высших поправок по возмущений теории. Неренормируемость теории проявляется также в росте сечений σ_c слабых процессов при высоких энергиях в низшем порядке теории возмущений: $\sigma_c \approx G_F^2 s$, где s — квадрат энергии в системе центра инерции. Введение заряд. векторного промежуточного массивного бозона W с взаимодействием

$$L_{int} = g_W j_\alpha W_\alpha + \text{h.c.}, \quad \frac{g_W^2}{M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad (2)$$

(где g_W — константа взаимодействия; h.c. — означает эрмитово сопряжённое выражение; M_W — достаточно большая масса бозона) устраняет рост сечений ряда слабых процессов, напр. рассеяния нейтрино на электроне. Однако взаимодействие (2) также неренормируемо, что отражается, в частности, в росте сечения процесса $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$. Оказывается, сократить растущие члены в амплитуде этого и аналогичных ему процессов можно, если ввести наряду с W ещё нейтральный промежуточный бозон Z , также массивный, и учесть фотонное поле A_μ .

Теория Э. в. строится как калибровочная квантовая теория поля с группой симметрии $SU(2) \times U(1)$. Это значит, что в исходной теории имеется 4 безмассовых векторных поля: $W_\mu^+, W_\mu^-, W_\mu^0$ — Янга — Миллса поле, соответствующее симметрии $SU(2)$, и B_μ — поле, связанное с симметрией $U(1)$. Исходная симметрия должна быть нарушена (см. Спонтанное нарушение симметрии), в частности должны получить массы W^\pm, Z . Два нейтральных поля W_μ^0 и B_μ соответствуют линейным комбинациям наблюдаемых (физ.) полей Z_μ, A_μ

$$W_\mu^0 = \cos \theta_W Z_\mu + \sin \theta_W A_\mu, \quad B_\mu = -\sin \theta_W Z_\mu + \cos \theta_W A_\mu;$$

θ_W обычно наз. Вайнберга углом. Мин. число скалярных полей, приводящих к возникновению масс трёх промежуточных бозонов, равно четырём. В качестве таковых выбирается комплексный дублет, т.е. вектор спинорного представления группы $SU(2)$: $\phi = (\phi_1, \phi_2)$; $\phi^\dagger = \phi_1^\dagger, \phi_2^\dagger$ («+» — означает эрмитово сопряжение). Исходный лагранжиан калибровочных и скалярных полей, инвариантный относительно калибровочных преобразований с группой $SU(2) \times U(1)$, имеет вид:

$$L = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - m^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i \cdot W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}, \quad (3)$$

где λ — константа взаимодействия поля Хиггса; тензор напряжённости поля $F_{\mu\nu}$ соответствует группе $U(1)$ и связан с вектор-потенциалом B_μ так же, как в случае эл.-магн. поля: $F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$, а $W_{\mu\nu}^i$ — стандартным образом определённая напряжённость поля Янга — Миллса. Символ D_μ (ковариантная производная) определён следующим образом: