

в преобразованиях симметрии); при энергиях, много больших этого параметра,  $I_1$  считается точной (см. *Электрослабое взаимодействие, Великое объединение*). Такой же характер имеет *масштабная инвариантность*, появляющаяся у амплитуд перехода при энергиях, много больших масс всех частиц, участвующих в р-ции.

С понятием  $I_1$  тесно связано понятие ковариантности. В любой теории, обладающей свойством  $I_1$ , относительно преобразований данной группы, не все физ. величины инвариантны. Большинство из них меняется при преобразованиях группы. Технически удобнее, когда эти изменения определ. образом регламентированы; за  $I_1$  теория значительно легче проследить, когда преобразование всех физ. величин под действием группы происходит по *представлениям группы*  $I_1$ . В этом случае сами величины и формулировка теории наз. ковариантными. При ковариантной формулировке теории любое её ур-ние не меняет своего вида при преобразованиях группы  $I_1$ , т. к. все его члены преобразуются согласованно. Это помогает, напр., фиксировать зависимость отдельных, заранее неизвестных членов ур-ния от остальных физ. величин, строить релятивистские обобщения нерелятивистских ф-л, перечислить возможные *контрпримеры* в процедуре *ренормализации* и т. п. Поэтому, начиная с А. Эйнштейна, для теоретич. физики характерно стремление к ковариантной формулировке любой физ. теории.

Лит.: Вигнер Е., *Этюды о симметрии*, пер. с англ., М., 1971.

**ИНВАРИАНТНЫЙ ЗАРЯД** — одно из осн. понятий метода *ренормализационной группы* в квантовой теории поля (КТП). Определяется как произведение перенормированных констант связи (заряда), вершинной ф-ции, соответствующей этой константе, и корня квадратных из безразмерных *пропагаторов* частиц, входящих в данную вершину. Назв. связано с тем, что указанное произведение инвариантно относительно преобразований ренормализац. группы, а при выключении *радиационных поправок* переходит в соответствующий заряд (константу связи) или простую ф-цию от него. Физ. смысл  $I_1$  э. близок к физ. смыслу *эффективного заряда*.

Лит. см. при ст. *Ренормализационная группа*, Д. В. Ширков.

**ИНВАРИАНТЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ** — величины, характеризующие эл.-магн. поле и не изменяющие своего значения (инвариантные) при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой.  $I_1$  э. п., как и само поле, являются ф-циями пространственных координат и времени. В вакууме существуют 2 независимых  $I_1$  э. п.:

$$I_1 = B^2 - E^2, \quad I_2 = (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}).$$

Для эл.-магн. поля в среде добавляются ещё 2  $I_1$  э. п.:

$$I_3 = H^2 - D^2, \quad I_4 = (\mathbf{D} \cdot \mathbf{H}).$$

Здесь  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  — векторы напряжённостей электрич. и магн. полей соответственно,  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{B}$  — векторы индукции этих полей (в вакууме  $\mathbf{E} = \mathbf{D}$  и  $\mathbf{B} = \mathbf{H}$ , следовательно,  $I_1 = I_3$ ,  $I_2 = I_4$ ). Инвариант  $I_1$  определяет ф-цию Лагранжа для эл.-магн. поля в вакууме. Величины  $I_2$  и  $I_4$ , строго говоря, являются псевдоинвариантами: они меняют знак при преобразованиях отражения и инвариантны относительно преобразований вращения (т. е. являются псевдоскалярами); истинными инвариантами являются  $I_2^2$  и  $I_4^2$ . Инвариантность приведённых выражений следует из *Лоренца преобразований* для эл.-магн. поля.

$I_1$  э. п. являются инвариантными комбинациями компонентов тензоров электромагнитного поля  $F_{\mu\nu}$  и  $H_{\mu\nu}$ :

$$I_1 = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \nu=0}^3 F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad I_2 = -\frac{1}{4} \sum_{\mu, \nu=0}^3 e^{\mu\nu\sigma\tau} F_{\mu\nu} F_{\sigma\tau},$$

$$I_3 = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \nu=0}^3 H_{\mu\nu} H^{\mu\nu}, \quad I_4 = -\frac{1}{4} \sum_{\mu, \nu=0}^3 e^{\nu\sigma\tau} H_{\mu\nu} H^{\sigma\tau},$$

где  $e^{\mu\nu\sigma\tau}$  — *Левы-Чивиты символ*, верх. и ниж. индексы относятся соответственно к контравариантным и ковариантным компонентам тензора (см. *Ковариантность и контравариантность*), связанным между собой при помощи метрич. тензора  $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu}$ :

$$F^{\mu\nu} = \sum_{\sigma, \tau=0}^3 g^{\mu\sigma} g^{\nu\tau} F_{\sigma\tau}.$$

Ковариантный тензор эл.-магн. поля  $F_{\mu\nu}$  задаётся в 4-мерном пространстве  $(ct, x, y, z)$  ( $c$  — скорость света,  $t$  — время,  $x, y, z$  — пространственные координаты) следующим образом:

$$F_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}.$$

Тензор  $H_{\mu\nu}$  получается из  $F_{\mu\nu}$  заменой

$$E_{x, y, z} \rightarrow D_{x, y, z} \text{ и } B_{x, y, z} \rightarrow H_{x, y, z}.$$

Вид тензоров эл.-магн. поля и выражения для  $I_1$  э. п. через их компоненты зависят от способа введения 4-мерного пространства:  $(ct, x, y, z)$  или  $(ict, x, y, z)$ , в последнем случае нет необходимости различать ковариантные и контравариантные объекты.

Инвариантность величины  $I_1, 2, 3, 4$  позволяет без посредств. обращения к преобразованиям Лоренца сделать нек-рые выводы о связях между эл.-магн. полями в разл. инерциальных системах отсчёта, напр.: переходом в др. систему отсчёта нельзя преобразовать чисто электрич. поле ( $\mathbf{E} \neq 0, \mathbf{B} = 0$ ) в чисто магн. ( $\mathbf{B} \neq 0, \mathbf{E} = 0$ ) и наоборот;

переходом в другую систему нельзя преобразовать острый (тупой) угол между векторами  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  в тупой (острый);

условия равенства полей  $\mathbf{E} = \mathbf{B}$  или их ортогональности  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$  (в этом случае  $I_1 = 0$  или  $I_2 = 0$ ) могут быть выполнены только одновременно во всех инерциальных системах отсчёта.

В частности, для поля плоской эл.-магн. волны в вакууме оба инварианта поля равны нулю.

Свойства, сформулированные выше для полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ , имеют место, разумеется, и для полей  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{H}$ .

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Теория поля*, 7 изд., М., 1988; и х же, *Электродинамика сплошных сред*, 2 изд., М., 1982; Страттон Д. А., *Теория электромагнетизма*, пер. с англ., М.—Л., 1948; Джексон Дж., *Классическая электродинамика*, пер. с англ., М., 1965, гл. 2.

М. Д. Тошман.

**ИНВАРИАНТЫ СПЛАВЫ** — группа магнитоупорядоченных сплавов, обладающих очень малым коэф. теплового линейного расширения (КТР). Первый  $I_1$  с., содержащий 35 атомных % Ni (остальное Fe), был открыт Ш. Гильомом (Ch. Guillaume, 1899). Состав (в атомных %) и КТР типичных  $I_1$  с. в области комнатных темп-р приведены в табл. ( $T_C$  — темп-ра Кюри, см. *Кюри точка*).

Сплав	Состав	КТР · 10 <sup>6</sup>	$T_C$ , К
Fe — Ni-инвар . . .	65% Fe, 35% Ni	1,2	505
Суперинвар . . .	64% Fe, 32% Ni, 4% Co	0,0	503
Нержавеющий инвар . . . . .	37% Fe, 52% Co, 11% Cr	0,0	390
Fe — Pt-инвар . . .	75% Fe, 25% Pt	-30	353
Fe — Pd-инвар . . .	69% Fe, 31% Pd	0,0	613

Все приведённые сплавы имеют трансцентрированную кубич. кристаллографию. структура.  $I_1$  с. отличаются рядом необычных физ. свойств: аномально большими значениями спонтанной *магнитострикции* и восприимчивости *парапроцесса*, большим влиянием давления  $p$  на намагниченность  $M$  и темп-ру Кюри ( $I_1$  с. обладают на порядок более высокими значениями производной  $dM/dp$ , чем, напр., Ni или Fe), резким изме-