

ной темноте при облучении объектов И. и. В промышленности И. и. используются для сушки (в т. ч. локальной) разл. материалов и изделий. На основе электронно-оптич. преобразователей, чувствительных к И. и., созданы различного рода приборы ночного видения (бинокли, прицелы и др.), позволяющие при облучении наблюдаемых объектов И. и. от спец. источников со светочувствительными вестями наблюдению или прицеливанию в полной темноте. Эвапорграфы и тепловизоры применяются в промышленности для обнаружения перегретых участков машин или электронных приборов, для получения температурных карт местности и т. д. Создание высокочувствит. приёмников И. и. (напр., болометров или охлаждаемых фотосопротивлений) позволило построить тепловизоры для обнаружения и пеленгации объектов, темп-ра к-рых выше темп-ры окружающего фона (нагретые трубы кораблей, двигатели самолётов и др.), по их совбств. тепловому И. и. Созданы также системы самонаведения на цель снарядов и ракет. ИК-локаторы и дальномеры позволяют обнаружить в темноте любые объекты и измерять расстояния до них. ИК-лазеры используются также для наземной и космич. связи.

Лит.: Леконт Ж., Инфракрасное излучение, пер. с франц., М., 1958; Соловьев С. М., Инфракрасная фотография, М., 1960; Оптические материалы для инфракрасной техники. [Справочник], М., 1965; Козелкин В. В., Усольцев И. Ф., Основы инфракрасной техники, 3 изд., М., 1985; Марков М. Н., Приёмники инфракрасного излучения, М., 1968; Приёмники инфракрасного излучения, пер. с франц., М., 1969; Хэдсон Р., Инфракрасные системы, пер. с англ., М., 1972; Ллойд Дж., Системы тепловидения, пер. с англ., М., 1978; Левитин И. Б., Применение инфракрасной техники в народном хозяйстве, Л., 1981; Гибсон Х., Фотографирование в инфракрасных лучах, пер. с англ., М., 1982.

В. И. Малыев.

**ИНФРАКРАСНЫЕ РАСХОДИМОСТИ** в квантовой теории поля — расходимости в рамках теории возмущений амплитуд (и сечений) процессов с безмассовыми частицами, возникающие при интегрировании по области малых энергий виртуальных или реальных частиц (квантов поля). Поскольку И. р. появляются только в том случае, когда кванты имеют нулевую массу ( $m_i=0$ ), они являются частным случаем массовых сингулярностей, к к-рым, по определению, относятся все сингулярности *Фейнмана диаграмм*, обусловленные переходом к пределу  $m_i \rightarrow 0$ . Задача исследования массовых сингулярностей особенно актуальна в калибровочных теориях поля [квантовой электродинамике (КЭД), квантовой хромодинамике (КХД), квантовой теории гравитации], содержащих безмассовые поля (квантами к-рых являются соответственно фотоны, глюоны, гравитоны), а также при анализе высокоэнергетич. асимптотики, когда входящие в лагранжиан массы частиц  $m_i$  (т. н. токовые массы) много меньше нек-рой характерной энергии  $\varepsilon$  или передачи импульса  $Q$  (используется система единиц  $\hbar=c=1$ ).

В КЭД и КХД И. р. возникают в том случае, когда квадраты нек-рых 4-импульсов  $p_i^2$  равны квадратам масс соответствующих частиц (т. е., когда  $p_i$  находятся на массовой поверхности:  $p_i^2=m_i^2$ ). Кроме того, в пределе  $p_i^2 \rightarrow m_i^2 \rightarrow 0$  в интегралах по области малых углов  $\Omega$ , образованных направлениями импульсов двух безмассовых частиц, могут возникать т. н. коллинеарные расходимости. Они представляют собой второй важный пример массовых сингулярностей.

С формальной точки зрения появление ИК- и коллинеарных расходимостей связано с некорректностью использования теории возмущений для анализа переходов между состояниями, вырожденными по энергии ( $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ ), поскольку характерные для ряда теории возмущений энергетич. знаменатели ( $\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2$ ) обращаются при этом в нуль. Чтобы получить конечное выражение, необходимо просуммировать по всем вырожденным состояниям как для конечной, так и для нач. стадий процесса [теорема Киношита — Ли — Науэнберга; Т. Киношита (Т. Kinoshita), 1962, Т. Ли (Т. Lee), М. Науэнберг (М. Nauenberg), 1964].

Физ. причиной возникновения И. р. является то, что заряж. частица (напр., электрон в КЭД) в процессе рассеяния с необходимостью испускает низкочастотное эл.-магн. излучение. Поэтому сечение чисто упругого процесса, в к-ром не испущено ни одного мягкого кванта, равно нулю. В теории возмущений это обращение в нуль сечения является следствием экспоненцирования вкладов, обусловленных обменом мягкими виртуальными фотонами, в амплитуду рассеяния  $T(p, p+q)$ :

$$T(p, p+q) = T^{(0)}(p, p+q) \exp \left\{ -\frac{\alpha}{\pi} \ln \left( -\frac{q^2}{\lambda^2} \right) \right\}, \quad (1)$$

где  $p$  — нач. импульс электрона,  $q$  — импульс, переданный электрону в процессе рассеяния,  $T^{(0)}(p, p+q)$  — амплитуда рассеяния в *борновском приближении*,  $\alpha \approx 1/137$  — константа эл.-магн. взаимодействия,  $\lambda$  — к.-л. параметр ИК-регуляризации (см. *Регуляризация расходимостей*), напр. фиктивная «масса» фотона. В пределе  $\lambda \rightarrow 0$  в каждом порядке теории возмущений по  $\alpha$  появляются И. р. и  $T(p, p+q) \rightarrow 0$ . Физически осмысленные результаты получаются лишь для вероятностей перехода в состоянии, характеризуемые не числом безмассовых квантов, а их суммарной энергией. В этом случае уменьшение каждого из парциальных  $\sigma$  исключаем определ. числа фотонов сечений при  $\lambda \rightarrow 0$  компенсируется ростом числа разрешённых каналов и полное сечение в пределе  $\lambda \rightarrow 0$  оказывается конечным [теорема Блоха — Нордсика; Ф. Блох (F. Bloch), А. Нордсик (A. Nordsieck), 1937].

Физ. причиной возникновения коллинеарных расходимостей является отсутствие запретов на переход безмассовой частицы в состояние с большим числом движущихся параллельно ей безмассовых частиц, имеющих суммарно те же квантовые числа. В КЭД коллинеарных расходимостей нет благодаря ненулевой массе электрона и отсутствию прямого взаимодействия фотонов друг с другом. В КХД второе из этих условий нарушается всегда (из-за самодействия глюонов), а первое — в т. н. киральной пределе (см. *Киральная симметрия*), когда массы кварков считаются равными нулю.

Коллинеарные расходимости, обусловленные нулевой массой конечных частиц, исчезают, если рассматривать сечение рассеяния в нек-рый телесный угол  $\Omega$ , не фиксируя сечение рассеяния частицы в состоянии, характеризуемое тем, что в нек-ром телесном угле  $\Omega$  сосредоточена доля  $(1-\varepsilon)$  полной энергии [сечение Стермана — Вайнборга; Дж. Стерман (G. Sterman), С. Вайнберг (S. Weinberg), 1977]. При  $\Omega \ll 4\pi$ ,  $\varepsilon \ll 1$  такое состояние представляет собой струю, образованную заряженной (в КХД — цветной) частицей и сопровождающим её излучением. Наличие струй можно охарактеризовать также значениями различных специально введённых параметров  $j^{(k)}$  — сферичностью  $s$  (sphericity), вытянутостью  $T$  (thrust) и др., представляющих собой парциальные сечения  $\sigma_i$ , усреднённые с нек-рыми весами  $W_i^{(k)}$ :

$$j^{(k)} = \sum_i W_i^{(k)} \sigma_i / \sum_i \sigma_i. \quad (2)$$

Важным условием на веса  $W_i^{(k)}$  является требование сокращения массовых сингулярностей. Только при выполнении этого условия характеристики  $j^{(k)}$  слабо зависят от параметров ИК-регуляризации и стремятся к вполне определённым конечным значениям при её снятии, т. е. являются инфракрасностабильными.

Физически наиб. важным примером коллинеарных расходимостей, обусловленных нулевой массой частиц в нач. состоянии, являются расходимости, возникающие при вычислении *радиационных поправок* к сечениям жестких *инклюзивных процессов* в рамках партонной модели адронов (см. *Партоны*). В КХД такие расходимости удаётся факторизовать, т. е. представить соот-