

При синхронных взаимодействиях реализуются накапливающиеся нелинейные взаимодействия, в результате к-рых энергия одной интенсивной волны может быть полностью преобразована в энергию первоначально слабых волн др. частот (см. *Нелинейная оптика*).

В случае трёхволновых взаимодействий, напр. при генерации суммарной (разностной) частоты $\omega = \omega_1 \pm \omega_2$, волновой вектор вынуждающей волны $k_n = k_1 \pm k_2$, где k_j — волновой вектор волны с частотой ω_j ($j=1, 2$). Если волновые векторы k_1, k_2 и k_n имеют одно направление, реализуется коллинеарный Ф. с. При несовпадающих направлениях волновых векторов условие Ф. с. наз. неколлинеарным.

В реальных диспергирующих средах условие Ф. с. может быть выполнено в изотропных средах только в области аномальной дисперсии, а в анизотропных средах — в области нормальной дисперсии. Рассмотрим в качестве примера генерацию второй гармоники $\omega_2 = 2\omega_1$. Учитывая, что $k_j(\omega_j) = \omega_j/v(\omega_j) = \omega_j n(\omega_j)/c$, где $v(\omega_j)$ — фазовая скорость, условие Ф. с. можно представить в виде следующих соотношений:

$$v(\omega_2) \geq v(\omega_1) \text{ или } n(\omega_2) \leq n(\omega_1). \quad (*)$$

В области нормальной дисперсии величина показателя преломления увеличивается с ростом частоты, т. е. для изотропных сред условие (*) не выполняется, но оно выполняется в области аномальной дисперсии. В анизотропных средах условие (*) может быть выполнено и в области нормальной дисперсии в случае взаимодействия волн разл. поляризации. Хотя при этом всегда $n_o(\omega_1) < n_e(\omega_2)$ и $n_e(\omega_1) < n_o(\omega_2)$ (индексы o и e относятся соответственно к обыкновенной и необыкновенной волнам), однако при не слишком малых параметрах анизотропии возможно $n_o(\omega_1) \geq n_e(\omega_2)$ (отрицат. кристаллы) или $n_e(\omega_1) \geq n_o(\omega_2)$ (положит. кристаллы). В отрицат. нелинейном кристалле *KDP* условие Ф. с. при генерации второй гармоники выполняется при взаимодействии вида $k_o(\omega_1) + k_o(\omega_1) = k_e(\omega_2)$ или $k_o(\omega_1) + k_e(\omega_1) = k_e(\omega_2)$. Подобные соотношения можно записать для др. типов трёхчастотных взаимодействий.

В случае четырёхволновых взаимодействий возможности выполнения условия Ф. с. более разнообразны по сравнению с трёхволновыми взаимодействиями. В общем случае это условие имеет вид $k_4 = \pm k_1 \pm k_2 \pm k_3$ при генерации частоты $\omega_4 = \pm \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$. В случае вырожденного четырёхчастотного взаимодействия $\omega_3 = 2\omega_1 \pm \omega_2$ условие Ф. с. принимает вид $k(\omega_3) = 2k(\omega_1) \pm k(\omega_2)$. Синхронные четырёхволновые взаимодействия в анизотропных средах могут быть реализованы в области нормальной дисперсии для волн разл. поляризации.

В нелинейных средах с периодич. модуляцией линейной или нелинейной восприимчивости могут быть реализованы т. н. квазисинхронные взаимодействия; в них фазовая расстройка Δk компенсируется за счёт модуляции вектора обратной решётки. Это расширяет класс нелинейных кристаллов, к-рые можно использовать для реализации эфф. нелинейных взаимодействий волн.

Лит. см. при статьях *Синхронизм*, *Нелинейная оптика*.

А. С. Чиркин.

ФАЗОН — составная квазичастица, образуемая электроном, локализованным вблизи гетерофазной флуктуации (частный случай *флукутона*). При *фазовых переходах* 1-го рода зародыш фазы β , возникающий в равновесной при данной тем-ре фазе α , увеличивает термодинамич. потенциал системы. Если электрон притягивается к такой флуктуации и локализуется вблизи неё, то понижение энергии электрона может скомпенсировать увеличение термодинамич. потенциала и стабилизировать флуктуацию. В большинстве случаев радиус Ф. оказывается много больше постоянной решётки, т. е. Ф. является макроскопич. квазичастицей. Если при данных условиях радиус Ф. превосходит критич. радиус зародышей фазы β , имеет место фазовый переход $\alpha \rightarrow \beta$. Температурная область существования Ф. вблизи точки фазового перехода тем шире, чем меньше теплота перехода.

Возникновение Ф. приводит к изменению электронных свойств кристалла в области фазового перехода. В окрестности точки фазового перехода в кристалле возникают новые локализованные электронные состояния — энергетич. уровни Ф. в запрещённой зоне фазы α . Эти уровни могут приводить к аномалиям в электропроводности и фотопроводимости. Они существенно влияют на кинетику процессов рекомбинации и захвата неравновесных электронов в области фазового перехода. В др. случаях Ф. можно рассматривать как невырожденный газ подвижных квазичастиц, дающий вклад в явления переноса.

Учёт возможности образования Ф. объясняет влияние электронов (в т. ч. неравновесных) на фазовый переход 1-го рода. Возникновение Ф. значительно облегчается при увеличении числа локализованных на нём электронов. Увеличение концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости фазы α способствует образованию зародышей критич. размера, т. е. приводит к сдвигу тем-ры фазового перехода $\alpha \rightarrow \beta$.

Лит.: Кривоглаз М. А., Флуктуонные состояния электронов, «УФН», 1973, т. 111, в. 4, с. 617; Фридкин В. М., Фотосенситивная электрика, М., 1979.

Э. М. Эштейн.

ФАЗОПЕРЕМЁННАЯ ФОКУСИРОВКА, см. в ст. *Фокусировка частиц в ускорителе*.

ФАЗОТРОН — резонансный циклич. ускоритель тяжёлых частиц (протонов, ионов), работающий при постоянном во времени азимутально однородном (или почти однородном) магн. поле и периодически изменяющемся по частоте высокочастотном ускоряющем напряжении.

Ф. применяют для ускорения частиц до энергий порядка 0,6—1 ГэВ. При более высоких энергиях их применение оказывается экономически неоправданным (см. ниже); с 80-х гг. Ф. начали уступать место *изохронным циклотронам*.

Схема устройства Ф. изображена на рис. 1 к ст. *Циклотрон* (a — вертикальный разрез Ф.; b — горизонтальный). Ускоряемые частицы движутся в откатенной до высокого вакуума камере, расположенной в вертикальном магн. поле, к-рое создаётся между полюсами 2 электромагнита с помощью катушек 3, питаемых пост. током. В камере расположены высоковольтные полевые электроды (дуанты), между к-рыми создаётся ВЧ электрич. поле. Частицы ускоряются этим полем, переходя из дуанта в дуант. Электрич. поле между дуантами должно иметь в этот момент нужное направление и достаточную величину. Ускоряющая система Ф. может иметь не два, а один дуант, роль второго дуанта в этом случае играет вакуумная камера. Движение частиц в азимутально однородном поле описывается ур-ниями

$$\omega = ZeBc/\mathcal{E}, \quad (1)$$

$$pc = ZeBr. \quad (2)$$

Ф-лы (1) и (2) приведены в физ. системе единиц; ω — частота обращения частиц в вакуумной камере Ф., Ze — заряд ускоряемых частиц, B — индукция магн. поля, c — скорость света, p — импульс частиц, \mathcal{E} — их полная (включающая энергию покоя) энергия, r — радиус кривизны траектории.

При движении без ускорения частицы описывают в камере круговые траектории, радиус к-рых определяется из (2). При движении с ускорением радиус окружности с увеличением импульса частиц растёт, так что траектории приобретают вид раскручивающихся спиралей. Частота обращения частиц с увеличением \mathcal{E} падает, соответственно должна уменьшаться частота ускоряющего напряжения. (Вторая причина уменьшения частоты заключается в том, что устойчивое вертикальное движение частиц при ускорении возможно только в магн. поле, индукция к-рого уменьшается с радиусом.) Рабочий режим Ф. носит поэтому циклич. характер: частота ускоряющего напряжения на рабочей части цикла падает в соответствии с энергией частиц, а затем возвращается к своему нач. значению. После этого начинается следующий цикл ускорения.