

⁴He, где нарушена инвариантность относительно группы $U(1)$ калибровочной симметрии, Г. м. является температурная волна — второй звук (либо четвёртый звук в огранич. системе).

Г. м. не всегда является распространяющейся волной, она может быть и модой диффузионного типа, для к-рой $\omega \sim -iq^2$, но также стремится к нулю при $q \rightarrow 0$. Такого типа Г. м. возникают, напр., в жидком кристалле нематического типа, где нарушена инвариантность относительно группы $SO(3)$ поворотов обычного пространства.

В сверхтекучем ³He, где нарушены одновременно разные непрерывные симметрии, существует неск. Г. м. Так, в ³He-A параметр вырождения имеет 5 степеней свободы. В результате существуют 5 Г. м.: четвёртый звук, как в ⁴He, две спиновые волны, как в антиферромагнетике с нарушенной группой $SO(3)$ спиновых поворотов, и две моды диффузионного типа, как в нематич. жидком кристалле. Последние становятся распространяющимися волнами при понижении температуры T , когда диссипация мала; это так называемые орбитальные волны.

В одно- и двумерных системах дальний порядок существует только при $T=0$, при $T>0$ он разрушается тепловыми флуктуациями. Поэтому Г. м., существующие при $T=0$, могут отсутствовать при $T>0$. В одномерных системах в спектре Г. м. появляется щель $\Delta \sim T$ либо Г. м. становятся релаксационными, $\omega = -i/\tau$, τ — время релаксации, при этом $\omega(0) \neq 0$. В двумерных системах ситуация более сложная. Если нарушенная группа симметрии является абелевой, то Г. м. существуют при $T \geq 0$ и исчезают только при фазовом переходе. Ниже темп-ры перехода существует определ. тип дальнего порядка, отличающегося от дальнего порядка трёхмерных систем. Если же нарушена неабелева группа симметрии, то в спектре Г. м. возникает щель $\Delta \sim \exp(-a/T)$. Г. м. могут появляться в нек-рых неупорядоченных системах, где дальний порядок отсутствует, но возможно непрерывное вырождение. Примером являются спиновые стёкла, в к-рых спины не упорядочены, но направление данного спина определяется ориентацией соседних спинов. В результате образуется жёсткая неупорядоченная система спинов, к-рая под действием группы $SO(3)$ спиновых вращений переходит в другие конфигурации с той же энергией. Вырождение приводит к появлению спиновых волн.

Лит.: Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Фортстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980.

Г. Е. Воловик.

ГОЛДСТОУНОВСКИЙ ФЕРМИОН (голдстино) — гипотетич. электрически нейтральная частица со спином $1/2$, возникающая при спонтанном нарушении суперсимметрии. При отсутствии индуциров. нарушения суперсимметрии Г. ф. имеет нулевую массу покоя. Как и для голдстоуновских бозонов, для Г. ф. справедливы т. н. *низкоэнергетические теоремы*. В частности, для любого процесса $A \rightarrow B + V(q)$, где A и B — одно- или многочастичные состояния, включающие только массивные частицы, а $V(q)$ — Г. ф. с 4-импульсом q_μ ($\mu=0, 1, 2, 3$), амплитуда $M(q)$ должна обращаться в нуль при $q_\mu \rightarrow 0$:

$$\lim_{q_\mu \rightarrow 0} M(q) = 0.$$

Из анализа спектра электронов β -распада с использованием этих теорем следует, что электронное нейтрино не может быть Г. ф. В случае калибровочной суперсимметрии, т. е. в теориях с включением *супергравитации*, при спонтанном нарушении суперсимметрии возникает разновидность эффекта Хиггса (см. *Хиггса мезанизм*): Голдстоуновский фермион исчезает, за счёт чего *гравитино* (фермионный партнёр гравитона) становится массивным.

Лит.: Акулов В. П., Волков Д. В., Голдстоуновские поля со спином половина, «ТМФ», 1974, т. 18, с. 39; de Wit B., Freedman D. Z., Phenomenology of Goldstone neutrinos, «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 827.

В. И. Озиевский.

ГОЛОГРАММА (от греч. hólos — весь, полный и grámma — черта, буква, написание) — запись волнового поля на чувствит. материале в виде интерференционной картины, образованной смещением этого волнового поля с опорной волной (см. *Голография*). Г. отображает практически все характеристики волновых полей — амплитуду, фазу, спектральный состав, состояние поляризации, изменение волновых полей во времени, а также свойства волновых полей и сред, с к-рыми эти поля взаимодействуют.

Объёмная Г. представляет собой фрагмент V пространства интерференц. картины — стоячей волны, заполняющей всё окружающее объект пространство. Поверхности пучностей этой волны изображены на рис. 1 в виде заполненных точками полос. В случае эл.-магн.

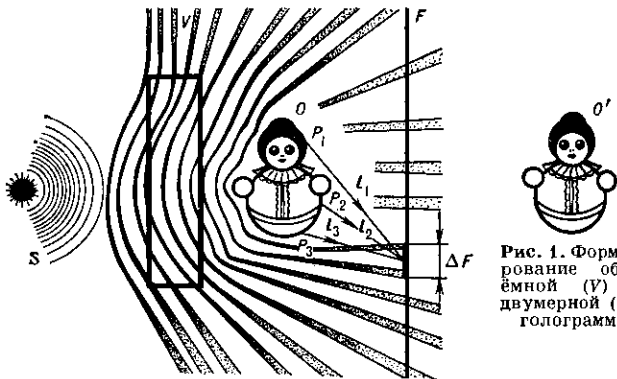


Рис. 1. Формирование объёмной (V) и двумерной (F) голограмм.

волн пространств. фотографич. модель такой стоячей волны, повторяющая в виде вариаций коэф. отражения или поглощения либо в виде вариации диэлектрич. проницаемости ϵ распределение интенсивности этой волны, является оптич. эквивалентом объекта. В частности, если на Г. направить излучение точечного источника S со сплошным спектром, то она выберет из спектра именно ту монохроматич. составляющую, к-рая использовалась при съёмке, и преобразует её в волну, по форме и распределению амплитуды точно совпадающую с волной излучения, рассеянного объектом. Наблюдатель не может отличить её от волны излучения, рассеянного самим объектом; он увидит изображение объекта, неотличимое от оригинала [1].

Свойство «делимости». Двумерная голограмма. Точное преобразование волны излучения восстанавливающего источника в волну, рассеянную объектом, осуществляется, если на Г. записана вся трёхмерная стоячая волна. Однако не только вся картина, но и каждый её фрагмент обладает свойством воспроизводить записанное излучение. При этом чем больше размер фрагмента, тем выше точность воспроизведения. Ограничение Г. по площади приводит к уменьшению разрешения мелких деталей, а ограничение по глубине снижает точность цветового воспроизведения.

Способность Г. воспроизводить записанные на ней волновые поля сохраняется и тогда, когда Г. становится двумерной, т. е. записывается в тонком слое светочувствит. среды F (рис. 1). Однако плоская запись неоднозначно воспроизводит распределение фаз волнового поля, о чём свидетельствует появление т. н. сопряжённого изображения O' , а также не обладает спектральной селективностью, в результате чего её можно восстанавливать только монохроматич. излучением.

Изображение всего объекта несёт и каждый из фрагментов плоского сечения картины стоячих волн, т. е. через каждый её кусок ΔF всё равно будет видно целое изображение объекта, т. к. каждая точка объекта рас-