

чается изображение, сжатое по ширине, а при проекции на экран оно растягивается, восстанавливая действит. соотношение размеров объекта.

С. В. Кулагин.

АНАПОЛЬ (от греч. an — отрицат. частица и pólos — полюс) (тороидный диполь) — система токов, эл.-магн. поле к-рой характеризуется вектором анапольного момента

$$\mathbf{T} = (10c)^{-1} \int \{(\mathbf{j}r) \mathbf{r} - 2r^2 \mathbf{j}\} d^3r,$$

где $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ — плотность электрич. тока, c — скорость света в вакууме. А. является простейшим представителем семейства тороидных (анапольных) мультиполей, необходимых (наряду с зарядовыми и магн. мультиполями) для полного описания поля произвольных источников. Моделью А. может служить соленоид, имеющий форму тора, по обмотке к-рого течёт ток I . Анапольный момент тороидального соленоида представляет собой вектор, направленный по оси тора: $\mathbf{T} = \pi R_0^2 b I n / 2c$, где R_0 — радиус витка обмотки, n — число витков, b — радиус тора.

Статич. А. является источником пост. магн. поля, к-рое целиком сосредоточено внутри системы (напр., в случае тороидального соленоида магн. поле существует только внутри тора). Магн. поле точечного А. описывается векторным потенциалом $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = 4\pi T \delta(\mathbf{r})$, где $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция. В неоднородном магн. поле \mathbf{H} на А. действует момент силы $\mathbf{M} = [\mathbf{T} \text{rot } \mathbf{H}]$.

Изменение анапольного момента со временем приводит в общем случае к излучению системой эл.-магн. волн. Векторный потенциал поля излучения в волновой зоне (т. е. на расстояниях R , превышающих как размеры системы, так и длину волны излучаемых волн) равен $\mathbf{A}(R, t) = -c^{-2} R^{-1} \ddot{\mathbf{T}}(t - R/c)$, где R — расстояние от А. до точки наблюдения. Это выражение соответствует потенциалу излучения электрич. диполя с дипольным моментом $\mathbf{d} = -c^{-1} \dot{\mathbf{T}}$, поэтому при $\ddot{\mathbf{T}} \neq 0$ А. является источником дипольного излучения.

Анапольный момент системы заряд. частиц обусловлен как их движением в пространстве (орбитальный А.), так и собств. анапольными моментами составляющих частиц. Элементарная частица с отличным от нуля спином может обладать собств. анапольным моментом, к-рый направлен по спину $\mathbf{T} = a\mathbf{S}$ (\mathbf{S} — вектор спина в единицах \hbar ; постоянная a имеет размерность [заряд \times длина²]) и обусловлен радиац. поправками. Поскольку \mathbf{T} — полярный вектор, а \mathbf{S} — аксиальный, анапольный момент у элементарной частицы может существовать только при условии несохранения пространств. чётности. В теории *электрослабого взаимодействия* (Вайнберга — Салама), объединяющей эл.-магн. и слабые (не сохраняющие чётность) взаимодействия, величина анапольного момента электрона $a \sim e \cdot 10^{-34}$ см² (e — заряд электрона). Наличие у элементарной частицы анапольного момента приводит к появлению добавочного члена в энергии её взаимодействия с внешним эл.-магн. полем, к-рый в нерелятивистском пределе имеет вид $W = -a(\mathbf{S} \text{rot } \mathbf{H})$. Эл.-магн. взаимодействие такого вида, нарушающее пространственную чётность, было впервые предложено Я. Б. Зельдовичем в 1957; тогда же появился и термин «А.», т. к. такое взаимодействие не соответствует никакому магн. мультиполю.

Лит.: Зельдович Я. Б., *Электромагнитное взаимодействие при нарушении чётности*, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 1531; Медведев В. В., *Начала теоретической физики*, М., 1977; Дубовик В. М., Тосунян Л. А., *Тороидные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий*, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, с. 1193.

С. М. Апенко.

АНАСТИГМАТ (от греч. an — отрицат. частица и *astigmatism*) — наиболее совершенный тип объектива (преим. фотографического), характеризующийся исправлением аберраций в пределах всего поля изображения. Существенным признаком А. является исправление астигматизма и кривизны поля изображения. Разрешающая способность у А. в центре поля достигает

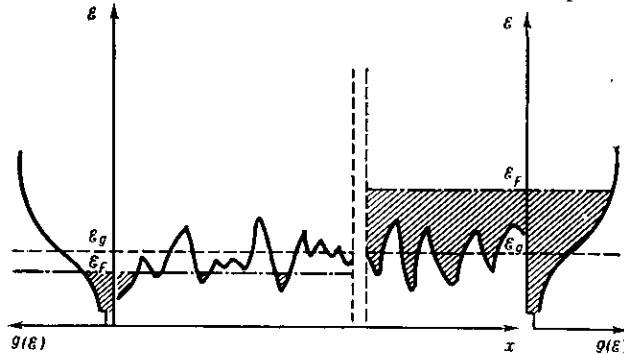
70 штрих/мм, на периферии — 40 штрих/мм. *Относительное отверстие* — до 1 : 1.

Лит. см. при ст. *Аберрации оптических систем*.

АНГСТРЕМ [по имени швед. физика А. П. Ангстрема (A. J. Ångström), 1814—74], А., — внесистемная единица длины, применяемая в атомной физике и оптике; $1\text{Å} = 10^{-10}$ м.

АНДЕРСОНОВСКАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ — явление, возникающее при распространении волн в среде с пространственными неоднородностями и состоящее в том, что вследствие многократного рассеяния на неоднородностях и интерференции рассеянных волн становится невозможным распространение бегущих волн; колебания приобретают характер стоячей волны, сконцентрированной (локализованной) в ограниченной области пространства. А. л. возможна для волн любой природы, но особенно ярко она проявляется в случае волн де Бройля для частиц и *квазичастиц* при изучении кинетич. свойств (электропроводности, теплопроводности) неупорядоченных твёрдых сред (аморфные вещества, сильно легированные полупроводники и др.), т. к. при А. л. подвижность частиц равна 0. Представление о возможности локализации частиц и квазичастиц в неупорядоченных системах было впервые выдвинуто в 1958 Ф. У. Андерсоном (Ph. W. Anderson). С его именем и именем Н. Ф. Мотта (N. F. Mott) связаны как введение этих понятий в физику аморфных проводников, так и дальнейшее развитие теории (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*, *Аморфные металлы*, *Неупорядоченные системы*).

Спектр энергий частиц в такой среде, напр. электрона в аморфном твёрдом теле, можно разделить на 2 области значений энергии \mathcal{E} , для к-рых подвижность $\mu \neq 0$ (подвижные или проводящие состояния) и $\mu = 0$ (локализуемые или непроводящие состояния). Граница



Схематическое изображение энергии электрона в поле потенциала в случае хаотически расположенных неоднородностей. Пунктир показывает положение порога подвижности \mathcal{E}_g по краям плотности состояний $g(\mathcal{E})$ и их заполнения, соответствующие андерсоновскому диэлектрику (слева) и металлу (справа). Штрих-пунктирная линия показывает положение энергии Ферми \mathcal{E}_f . Заштрихованы заполненные энергетич. состояния в области подвижных состояний электрона.

\mathcal{E}_g между этими областями наз. порогом подвижности (рис.). Пусть волновой пакет в нач. момент находится в начале координат. Если его энергия соответствует области подвижных состояний частицы, то за большое время t пакет сильно расплывается, так что ср. квадрат радиуса R распределения плотности вероятности обнаружить частицу равен

$$\langle R^2(t) \rangle = 2Dt, \quad (1)$$

где D — коэф. диффузии, связанный с подвижностью частиц соотношением Эйнштейна. Если же энергия \mathcal{E} соответствует области локализов. состояний, то расплывание волнового пакета ограничено и при достаточно больших временах ($t \rightarrow \infty$) примет вид предельного распределения плотности вероятности:

$$\rho_\infty(R) \sim \begin{cases} \text{const}, & R \leq L \\ \exp(-R/L), & R \geq L. \end{cases} \quad (2)$$