



**ААРОНОВА — БОМА ЭФФЕКТ** — квантовомеханич. эффект, характеризующий влияние внеш. эл.-магн. поля, сосредоточенного в области, недоступной для заряд. частицы, на её квантовое состояние. Наличие такого нелокального воздействия эл.-магн. поля на заряд. частицу, исчезающего в классич. пределе, подчёркивает, что при квантовом рассмотрении взаимодействие заряд. частицы с эл.-магн. полем не сводится к локальному действию на неё силы Лоренца. Впервые на возможность такого эффекта указали У. Эренберг (W. Ehrenberg) и Р. Э. Сайди (R. E. Siday) в 1949. Независимо подробное теоретич. изучение эффекта проведено в 1959 Я. Аароновым и Д. Бомом, отметившими его тесную связь с фундам. положениями квантовой теории. Их исследования привлекли внимание к особой роли эл.-магн. потенциалов в квантовой теории.

Возможность А.—Б. э. формально обусловлена тем, что ур-ние Шрёдингера для волновой ф-ции заряд. частицы во внеш. эл.-магн. поле содержит потенциал этого поля. Он определяет фазу волновой ф-ции и при выборе подходящей геометрии опыта приводит к наблюдаемому интерференц. эффекту даже при отсутствии прямого силового воздействия поля на частицу. Этот эффект не зависит от выбора калибровки потенциалов и обусловлен разницей фаз вдоль различных возможных путей распространения частицы. Он существует как для скалярного, так и для векторного потенциала эл.-магн. поля.

А.—Б. э. ярко проявляется при рассеянии заряд. частицы на бесконечно длинном соленоиде радиуса  $R$  (расположенного перпендикулярно движению частицы), внутри к-рого имеется магн. поток  $\Phi$  и к-рый окружён непроницаемым для частиц цилиндрич. экраном радиуса  $R_0 > R$ . В этом случае волновая ф-ция частицы целиком сосредоточена в области, где магн. поле отсутствует и только векторный потенциал  $A$  отличен от нуля в силу *Стокса теоремы*  $\oint_L A dl = \Phi$  (интеграл берётся по контуру  $L$ , охватывающему соленоид). Поэтому, хотя сила Лоренца на заряд. частицу не действует, амплитуда расходящейся цилиндрич. волны оказывается зависящей от потока магн. поля. Она содержит два члена, один из к-рых, описывающий рассеяние на экранирующей поверхности, исчезает в пределе  $R_0 \rightarrow 0$  Второй член, не зависящий от  $R_0$ ,

определяет амплитуду Ааронова — Бома рассеяния:

$$f(\varphi) \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} \cdot \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\sin(\varphi/2)}, \quad (*)$$

где  $\varphi$  — угол рассеяния, отсчитываемый от направления падающей плоской волны (описывающий свободную частицу с импульсом  $\hbar k$ ), а  $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/e$  — квант магн. потока ( $e$  — заряд частицы). Этой же ф-лой описывается амплитуда рассеяния заряд. частицы на соленоиде без защитного экрана в предельном случае бесконечно тонкого соленоида ( $R=0$ ) с заданным потоком  $\Phi$ . Ф-ла (\*) несправедлива в области малых углов, где точный расчёт свидетельствует о появлении тени за рассеивателем, причём коэфф. ослабления амплитуды падающей плоской волны равен  $\cos(\pi\Phi/\Phi_0)$ .

Характерная особенность Ааронова — Бома рассеяния — исчезновение рассеянной волны, если магн. поток в соленоиде равен целому числу ( $n$ ) квантов потока,  $\Phi = n\Phi_0$ . В этом случае точная волновая ф-ция отличается от волновой ф-ции свободной частицы лишь калибровочным множителем  $\exp(in\varphi)$ , и такое магн. поле не влияет на квантовое состояние частицы. Условие отсутствия Ааронова — Бома рассеяния совпадает с условием квантования Дирака для магн. зарядов (см. *Магнитный монополь*).

При рассеянии на соленоиде волновых пакетов ширины  $a$  с параметром удара  $d$  в амплитуде рассеяния возникает множитель  $\exp(-d^2/2a^2)$ , эффективно уменьшающий её, если волновой пакет не охватывает соленоид. Это показывает, что классич. заряд. частица, описываемая волновым пакетом исчезающе малой ширины, не испытывает Ааронова — Бома рассеяния.

Существование А.—Б. э. для связанных состояний можно продемонстрировать на примере задачи о плоском ротаторе — квантовомеханич. рассмотрении движения заряд. частицы по орбите заданного радиуса  $R_0$ . Если орбита охватывает соленоид с магн. потоком  $\Phi$ , спектр энергий стационарных состояний ротатора

$$\mathcal{E}_m = (\hbar^2/2MR_0^2)(m - \Phi/\Phi_0)^2$$

(где  $M$  — масса частицы,  $m$  — магн. квантовое число) явно зависит от магн. потока в соленоиде. Эта зависимость становится очевидной, если рассмотреть процесс включения магнитного поля в соленоиде, во время которого возникает вихревое электрич. поле, изменяющее энергию частицы. Аналогичное воздействие испытывает и классич. частица, однако лишь изменение её квантового состояния, в данном случае энергетич. спектра, позволяет судить о наличии установившегося магн. потока в соленоиде. При квантованном потоке,  $\Phi = n\Phi_0$ , энергетич. спектр неотличим от спектра ротатора в отсутствие соленоида.

А.—Б. э. для связанных состояний заряд. частицы в однородном магн. поле  $B$ , в к-рое помещён