Если, например, приближать виток (с выбранным направлением нормали **n**) к северному полюсу постоянного магнита и тем самым увеличивать магнитный поток, пронизывающий виток ($d\Phi/dt > 0$), то в витке возникнет индукционный ток $I_{инд}$ такого направления (рис. 3.57), что на ближайшей к магниту стороне витка образуется тоже северный полюс, препятствующий дальнейшему приближению витка. Ток в витке пойдет против часовой стрелки ($\mathscr{E}_{инд} < 0$), и его собственное магнитное поле будет уменьшать магнитный поток, сцепленный с контуром.

Если же виток на рис. 3.57 удалять от северного полюса постоянного магнита, то магнитный поток в нем будет убывать ($d\Phi/dt < 0$) и индукционный ток пойдет по часовой стрелке ($\mathscr{E}_{инд} > 0$) так, что его собственное магнитное поле увеличит магнитный поток.

В обоих случаях *магнитное поле возникающего индукционного тока стремится препятствовать вызвавшему его изменению магнитного потока.* Это и есть формулировка правила Ленца.

§ 41. Природа и величина электродвижущей силы индукции

При индуктировании тока в проводнике в последнем начинают двигаться электрические заряды и возникает обусловленное их движением магнитное поле. При этом в контуре накапливается энергия, которая локализована в магнитном поле тока. Эта энергия накапливается контуром (его полем) за счет работы внешних сил, возбуждающих индуцированный ток, например, за счет механической работы перемещения магнитов или контуров. В свою очередь энергия индукционного тока может переходить в другие формы энергии, в частности в тепловую. В результате контур будет нагреваться, а ток в контуре — убывать.

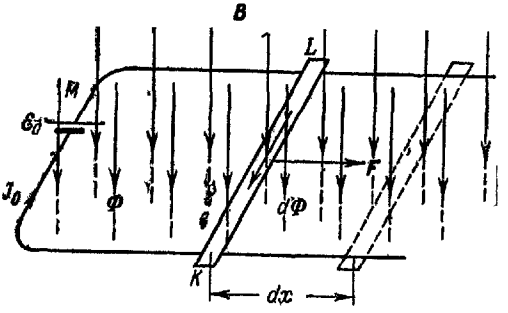

Рис. 3.58.

В этих процессах так же, как и при всех механических, тепловых и электрических явлениях, строго соблюдается закон сохранения энергии. Поэтому вывод количественного выражения для э. д. с. индукции проще всего сделать, исходя из закона сохранения энергии.

Рассмотрим плоский контур с подвижной стороной, изображенный на рис. 3.58. Батарея с э. д. с. $\mathscr{E}_0$ создает в этом контуре

ток I_0. За время dt через контур проходит заряд $dq = I_0 dt$, и батарея совершает работу $\mathscr{E}_0 I_0 dt$. Эта работа будет переходить в тепло, и по закону Джоуля—Ленца

$$\mathscr{E}_0 I_0 dt = I_0^2 R\, dt, \tag{41.1}$$

где R—полное сопротивление всего контура (включая и внутреннее сопротивление батареи). Отсюда в соответствии с законом Ома имеем

$$I_0 = \frac{\mathscr{E}_0}{R}. \tag{41.2}$$

Поместим теперь рассматриваемый контур в однородное магнитное поле с индукцией **B**. Для простоты положим, что вектор **B** перпендикулярен к плоскости контура (см. рис. 3.58). Линии **B** параллельны **n**, связанному с направлением тока в контуре правилом правого винта, и магнитный поток Φ, сцепленный с контуром, положителен. Каждый элемент контура $d\mathbf{l}$ испытывает механическую силу $d\mathbf{F}$. Подвижная сторона рамки будет испытывать результирующую силу $\mathbf{F}_0$.

Позволим теперь подвижному ребру рамки перемещаться вправо с постоянной скоростью v:

$$v = \frac{dx}{dt} = \text{const}. \tag{41.3}$$

При этом в результате электромагнитной индукции ток в контуре изменится и станет равным I. Изменится и сила, действующая на подвижное ребро, которую мы обозначим теперь **F**.

Сила **F** за время dt произведет работу dA, равную ($\mathbf{F} \parallel \mathbf{v}$):

$$dA = F\, dx = Fv\, dt. \tag{41.4}$$

Подставляя сюда значение пондеромоторной силы F, действующей на проводник с током, мы придем к выражению для работы, уже полученному в § 35 (см. (35.1), (35.2)):

$$dA = k' I d\Phi. \tag{41.5}$$

Как и в случае, когда все элементы рамки неподвижны, источником работы, производимой контуром, является подключенная к нему батарея. Но при неподвижном контуре эта работа сводилась только к выделению тепла согласно (41.1). В рассматриваемом случае тепло также будет выделяться, но в другом количестве, так как ток в контуре изменился. Кроме того, контур за время dt совершает механическую работу dA в соответствии с выражением (41.5).

Таким образом, общая работа, совершаемая батареей с э. д. с. $\mathscr{E}_0$ за время dt, равна

$$\mathscr{E}_0 I dt = I^2 R dt + k' I d\Phi. \tag{41.6}$$

Разделив это выражение на $IR\,dt$, находим

$$I=\frac{\mathscr{E}_0-k'\dfrac{d\Phi}{dt}}{R}. \tag{41.7}$$

Полученное соотношение мы вправе рассматривать как выражение закона Ома для контура, в котором, кроме включенной в него э. д. с. $\mathscr{E}_0$, имеется еще э. д. с. индукции:

$$I=\frac{\mathscr{E}}{R}, \tag{41.8}$$

где

$$\mathscr{E}=\mathscr{E}_0-k'\frac{d\Phi}{dt}=\mathscr{E}_0+\mathscr{E}_{\text{инд}}. \tag{41.9}$$

Отсюда

$$\mathscr{E}_{\text{инд}}=-k'\frac{d\Phi}{dt}, \tag{41.10}$$

или в системе СИ $k'=1$ и

$$\mathscr{E}_{\text{инд}}=-\frac{d\Phi}{dt}. \tag{41.10'}$$

Найденное выражение для э. д. с. индукции $\mathscr{E}_{\text{инд}}$ является, как это показали опыты Фарадея, совершенно универсальным и не зависит от способа изменения Φ. Как указывалось в § 40, это изменение может быть обусловлено движением магнитов, проводников с током, с которыми связано поле **B**, либо изменением тока в них, движением или деформацией контуров и т. п.

Во всех этих случаях, в соответствии с (41.10), *э. д. с. индукции* $\mathscr{E}_{\text{инд}}$ *в контуре равна скорости уменьшения потока индукции* Φ, *пронизывающего этот контур.* Знак минус в (41.10) (уменьшение Φ) выражает математически правило Ленца.

В системе СИ Φ выражается в *в·сек* и после дифференцирования $\mathscr{E}_{\text{инд}}$ получается непосредственно в *в*. Если же Φ и $\mathscr{E}_{\text{инд}}$ измерять в единицах, принадлежащих к разным системам, то в формулу (41.10) войдет соответствующий переводный множитель. Так,

$$\mathscr{E}\,(в)=\frac{d\Phi\,(мкс)}{dt\,(сек)}\,10^{-8}. \tag{41.10a}$$

В системе Гаусса $k'=\frac{1}{c}$ и

$$\mathscr{E}=-\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt}, \tag{41.11}$$

где $\mathscr{E}$ измеряется в СГС ед. потенциала.

Для выяснения природы э. д. с. индукции рассмотрим детальнее явления, происходящие в подвижной стороне контура. Для простоты примем, что сторонняя э. д. с. $\mathscr{E}_0$ отсутствует. Ток в контуре будет обусловлен только э. д. с. индукции. Эта э. д. с. не сосредоточена, а действует вдоль всей подвижной стороны контура. Другими словами, в этой стороне возникает вызванное индукцией поле $E_{\text{инд}}$, которое в силу тождественности условий во всех точках движущегося проводника в них одинаково. Следовательно, разность потенциалов на концах проводника, т. е. $\mathscr{E}_{\text{инд}}$, равна произведению $E_{\text{инд}}$ на длину проводника:

$$\mathscr{E}_{\text{инд}} = E_{\text{инд}}\, l. \tag{41.12}$$

Подставляя значение $\mathscr{E}_{\text{инд}}$ в системе Гаусса, из (41.11) находим

$$\mathscr{E}_{\text{инд}} = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{1}{c}\frac{Bl\,dx}{dt},$$

откуда

$$E_{\text{инд}} = -\frac{1}{c}B\frac{dx}{dt} = -\frac{1}{c}Bv, \tag{41.13}$$

или, учитывая направление векторов $\mathbf{B}$, $\mathbf{E}_{\text{инд}}$ и $\mathbf{v}$,

$$\mathbf{E}_{\text{инд}} = -\frac{1}{c}[\mathbf{B}\times\mathbf{v}] = \frac{1}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}]. \tag{41.14}$$

В рассматриваемом случае величину $\mathbf{E}_{\text{инд}}$ можно получить непосредственно из выражения лоренцовой силы. Действительно, на частицу с зарядом e, движущуюся вместе с подвижной стороной контура со скоростью $\mathbf{v}$, в поле $\mathbf{B}$ действует сила $\mathbf{f}$, равная

$$\mathbf{f} = \frac{e}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}]. \tag{41.15}$$

Такую же силу, действующую на заряд, дает электрическое поле $\mathbf{E}' = \mathbf{f}/e$, равное

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}]. \tag{41.16}$$

Таким образом, величина силы, действующей на заряд, которая получена с помощью выражения для лоренцовой силы, в точности совпадает с результатом (41.14).

В рассматриваемом примере введение электрического поля индукции $\mathbf{E}'$ может показаться искусственным приемом. Движение контура происходит в однородном магнитном поле $\mathbf{B}$. Возникающую в контуре э. д. с. индукции $\mathscr{E}_{\text{инд}}$ (и ее поле $\mathbf{E}_{\text{инд}}$) можно рассматривать как стороннюю э. д. с., обусловленную наличием магнитного взаимодействия поля $\mathbf{B}$ и зарядов контура. При этом не ставится вопрос о том, имеется ли в контуре реальное

электрическое поле $\mathbf{E}'$ или величина $\mathbf{E}'$ (41.16) введена лишь для удобства написания выражения силы $\mathbf{f}$, действующей на заряд e (в виде $\mathbf{f}=e\mathbf{E}'$). Такая точка зрения допустима, однако она формальна и лишает возможности дальнейших важных обобщений, подтверждаемых опытом и свидетельствующих о реальном существовании поля $\mathbf{E}'$.

Для выяснения этого вопроса вернемся к задаче о поле одной заряженной частицы. В § 39 было показано, что в системе координат, покоящейся по отношению к заряженной частице, поле частицы будет проявляться как чисто электрическое. При движении по отношению к частице (или частицы по отношению к выбранной системе координат) поле частицы проявляется как поле электрическое плюс поле магнитное.

Отсюда был сделан вывод, что в общем случае можно говорить лишь об электромагнитном поле, представляющем некоторое единство*). Наличие тех или иных составляющих поля определяется не только природой источников поля, но и характером движения этих источников относительно выбранной системы отсчета.

Так, в системе отсчета, в которой точечный заряд e покоится, его поле представлено лишь электрическими составляющими $\mathbf{E}=e\mathbf{r}/r^3$ (см. (39.6)), а магнитное поле равно нулю. В системе же отсчета, относительно которой заряд движется со скоростью $\mathbf{v}$, его поле содержит и магнитные составляющие $\mathbf{H}=\frac{e}{c}\left[\mathbf{v}\times\frac{\mathbf{r}}{r^3}\right]$ (см. (39.7)). Совершенно аналогично в системе отсчета, в которой токи покоятся, их поле представлено практически одними магнитными составляющими $\mathbf{B}$. В системе же отсчета, относительно которой эти токи, а следовательно, и поле $\mathbf{B}$ движутся, оказываются отличными от нуля и электрические составляющие поля.

Если мы хотим узнать, каковы силы, действующие на заряды в данном элементе контура, движущегося в поле $\mathbf{B}$, то естественно рассмотреть их в системе отсчета, связанной с этим элементом. Переходя к новой системе отсчета, в которой элемент контура неподвижен, а поле $\mathbf{B}$ (вместе с токами, его порождающими) движется, мы найдем, что это поле характеризуется отличными от нуля составляющими электрического поля $\mathbf{E}'=\mathbf{E}_{\text{инд}}$, которые и были определены раньше (см. (41.14) или (41.16)).

Таким образом, мы имеем две альтернативные точки зрения:

1. В системе отсчета, в которой покоится поле $\mathbf{B}$ и движется элемент контура со скоростью $\mathbf{v}$, мы можем принять, что силы,

*) Как уже указывалось в § 39, последовательно и строго такое описание поля осуществляется в теории относительности, где вводятся не два независимых вектора $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$, а одна величина — тензор — с шестью отличными от нуля компонентами, которые отвечают трем составляющим для $\mathbf{E}$ и трем для $\mathbf{B}$.

действующие на заряд e, обусловлены магнитным взаимодействием и равны

$$\mathbf{f}_{\text{магн}} = \frac{e}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}]. \tag{41.17}$$

2. В системе отсчета, в которой покоится данный элемент контура ($\mathbf{v}_{\text{конт}}=0$) и движется магнитное поле, на заряд действуют не «магнитные силы», а чисто электрическое поле индукции $\mathbf{E}'$. Сила, действующая на заряд в этом элементе контура,

$$\mathbf{f}_{\text{эл}} = e\mathbf{E}', \tag{41.18}$$

а значение $\mathbf{E}'$, которое дает то же значение силы, что и (41.17) будет

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}]. \qquad (41.14)—(41.16)$$

В рассматриваемом случае величина $\mathbf{v}$ есть скорость элемента контура относительно поля. Логичнее, однако, здесь ввести скорость поля $\mathbf{v}_{\text{в}}$ относительно элемента контура, считаемого неподвижным. Поскольку

$$\mathbf{v} = -\mathbf{v}_{\text{в}}, \tag{41.19}$$

последнее выражение для $\mathbf{E}'$ следует переписать так:

$$\mathbf{E}' = -\frac{1}{c}[\mathbf{v}_{\text{в}}\times\mathbf{B}]. \tag{41.20}$$

Мы можем толковать полученный результат следующим образом: *магнитное поле* $\mathbf{B}$, *движущееся со скоростью* $\mathbf{v}_{\text{в}}$, *порождает электрическое поле* $\mathbf{E}'$. В § 50 будет показано, как важна установленная с помощью соотношения (41.20) взаимосвязь полей $\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}'$. Здесь же для нас важно лишь то, что в каждом элементе контура, движущегося в $\mathbf{B}$, поле $\mathbf{E}'$ следует считать реальным электрическим полем. При этом для вычисления $\mathbf{E}'$ удобнее пользоваться не записью (41.20), а (41.14)—(41.16), так как различные элементы контура могут двигаться с разными скоростями.

Таким образом, если исходить не из точки зрения стороннего наблюдателя, неподвижного по отношению к полю $\mathbf{B}$, а рассматривать силы, действующие в каждом элементе контура, в системе отсчета, связанной с этим элементом контура, мы должны будем считать, что в контуре имеется реальное электрическое поле индукции $\mathbf{E}'$. Суммарное действие этих сил по всему контуру и приводит к возникновению в контуре $\mathscr{E}_{\text{инд}}$.

Электрическое поле индукции $\mathbf{E}'$ не отличается от электростатического поля $\mathbf{E}$ электрических зарядов по своему действию на электрический заряд в данной точке пространства. Но по своей

структуре, т. е. в целом, эти поля резко отличаются друг от друга. Электростатическое поле имеет «источники поля» — электрические заряды. Линии напряженности его не замкнуты: они начинаются на положительных и кончаются на отрицательных зарядах. В этом поле работа по перемещению заряда между двумя фиксированными точками зависит только от положения этих точек, но не от формы пути. Отсюда следует, что работа по перемещению заряда по любому замкнутому контуру равна нулю. Значит, и циркуляция электростатического поля по любому замкнутому контуру (численно равная работе по перемещению в этом контуре заряда $q=+1$) равна нулю:

Эл. Эл. ст

$$\oint E_l\, dl = 0. \qquad (41.21)$$

Именно это обстоятельство и позволило ввести новую характеристику электростатического поля — электрический потенциал φ (см. § 8).

В отличие от электростатического поля *поле* $\mathbf{E}'$ *не имеет источников*. Линии напряженности этого поля замкнуты подобно линиям магнитного поля. При перемещении заряда $q=+1$ по контуру, совпадающему с замкнутой линией $\mathbf{E}'$, направление перемещения все время совпадает с направлением действия силы (или все время — против нее). Знак элементарной работы dA все время один и тот же. Следовательно, работа, произведенная при обходе всего контура, всегда отлична от нуля:

$$\oint E'_l\, dl = \oint \mathbf{E}'\, d\mathbf{l} \neq 0.$$

То же самое имеет место, вообще говоря, и для произвольного замкнутого контура П:

$$\mathscr{E}_{\text{инд}} = \oint_{\text{П}} E'_l\, dl \neq 0. \qquad (41.22)$$

Поля такой структуры в отличие от потенциальных полей (электростатического поля, поля тяготения) носят название соленоидальных.

Интеграл (41.22) представляет собой работу, совершаемую индукционным электрическим полем $\mathbf{E}'$ при переносе единичного заряда вдоль замкнутого контура, т. е. он равен электродвижущей силе индукции $\mathscr{E}_{\text{инд}}$, возникающей в этом контуре. В разобранном выше примере контура (рис. 3.58) индукционное поле $E'=B\frac{v}{c}$ возникает лишь в подвижной стороне контура KL, поскольку внешний участок цепи LMK неподвижен относительно магнитного поля. Поэтому интеграл (41.22) сводится лишь к интегралу по подвижной стороне

и равен, как было показано выше,

$$\mathscr{E}_{инд} = \oint E'_l\, dl = \int_K^L E'\, dl = k' Bl \frac{v}{c} = -k' \frac{d\Phi}{dt}. \qquad (41.23)$$

Это выражение остается, очевидно, справедливым, если все элементы рамки будут перемещаться относительно поля, если рамка будет произвольным образом деформироваться и т д Оно останется также верным, если рамка будет оставаться неподвижной, но в ней будет меняться поток магнитной индукции Ф

Необходимость такого обобщения можно представить себе наглядно из следующих соображений. Линии поля индукции **B** не имеют источников и всегда замкнуты Следовательно, если число линий индукции, проходящих сквозь контур, увеличивается (что отвечает росту потока Ф, проходящего сквозь контур), то это значит, что линии индукции **B** «проникают» внутрь контура, пересекая его Сила, действующая на электроны в контуре, конечно, не будет зависеть от того, происходит ли пересечение контура линиями индукции **B** в силу деформации контура в постоянном поле **B** или оно обусловлено движением поля, пересекающего контур при изменении потока Ф, проходящего через контур.

Таким образом, формулу (41.23) *мы вправе рассматривать как совершенно универсальное соотношение между циркуляцией электрического поля индукции по любому заданному контуру* П (*неизменному или деформируемому*) *и изменением магнитного потока* Ф, *сцепленного с этим контуром.*

$$\oint_{П} E'_l\, dl = -k' \frac{d\Phi}{dt}. \qquad (41.24)$$

В гауссовой системе единиц:

$$\oint_{П} E'_l\, dl = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}. \qquad (41\ 25а)$$

В системе единиц СИ

$$\oint_{П} E'_l\, dl = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (41\ 25б)$$

Это выражение имеет смысл всегда, независимо от того, реализован ли контур П *в виде линейного проводника, диэлектрика или речь идет о мысленно выделенном контуре в вакууме.*

Если контур имеет вид металлического проводника с сопротивлением R, то в нем возникает ток $I_{инд}$, равный

$$I_{инд} = \frac{\mathscr{E}_{инд}}{R}. \qquad (41.26)$$

Если контур сделан из диэлектрика, то каждый элемент его поляризуется в соответствии с действующим в нем электрическим полем $\mathbf{E}_{инд}$.

Если контур разомкнут, то электрический ток в нем возникнуть не может. В результате действия $\mathbf{E}_{инд}$ в нем произойдет перераспределение зарядов, так что на концах проводника скопятся свободные заряды. В системе единиц СИ разность потенциалов между концами проводника I и II будет равна

$$\mathscr{E}_{\mathrm{I\ II,\ инд}} = \int_{\mathrm{I}}^{\mathrm{II}} E_{l,\ инд}\, dl = -\frac{d\Phi}{dt}, \qquad (41\ 27)$$

где $d\Phi$ — магнитный поток, пересекаемый проводником при его движении за время dt.

Наконец, если заряд движется в вакууме по контуру П, то при каждом обходе этого контура механическая энергия заряда $\frac{mv^2}{2}$ возрастает на величину $\Delta\left(\frac{mv^2}{2}\right)$, равную работе электрических сил индукции в этом контуре.

$$\Delta\left(\frac{mv^2}{2}\right) = \oint_{\Pi} f_l\, dl = e\oint_{\Pi} E'_l\, dl = e\mathscr{E}_{инд}. \qquad (41\ 28)$$

На использовании $\mathbf{E}_{инд}$ в вакууме основан оригинальный ускоритель электронов, получивший название бетатрона. В современных бетатронах электроны получают такую энергию, которую они могли бы набрать при прохождении поля с разностью потенциалов в несколько сотен миллионов вольт. При этом их масса возрастает за счет приобретенной кинетической энергии в несколько сот раз, а скорость лишь незначительно отличается от скорости света. Электроны больших энергий, получаемые с бетатронов, используются для изучения ядерных реакций и для получения весьма проникающего рентгеновского излучения, позволяющего просвечивать детали гигантских машин толщиной в десятки сантиметров.

Бетатрон представляет собой электромагнит, между полюсными наконечниками которого находится полое кольцо (тор), в котором создан вакуум. Разрез бетатрона показан на рис. 3.59. Пучок электронов, испускаемых накаленной нитью, впускается в тор и движется по его осевой окружности С момента впуска электронов ток в электромагните, а значит и поле H между его наконечниками, возрастает. Следовательно, возрастает и поток индукции, проходящий сквозь окружность — траекторию электронов. Возникающее при этом вихревое электрическое поле ускоряет электроны.

Вспомним теперь, что радиус траектории электронов равен

$$R=\frac{cmv}{eH}.$$

Электроны будут продолжать двигаться по окружности постоянного радиуса, не попадая на стенки тора, если по мере увеличения их скорости v и массы m магнитное поле растет так, чтобы отношение mv/H оставалось постоянным. С другой стороны, ускорение электронов, т. е. увеличение v и m, обусловлено скоростью роста Φ.

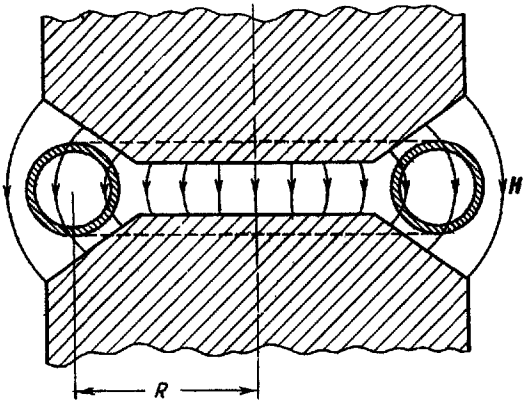

Рис. 3.59.

Следовательно, скорость возрастания потока индукции Φ через орбиту электронов и скорость увеличения H на самой орбите должны быть строго согласованы. Именно с этой целью полюсным наконечникам придается форма, показанная на рис. 3.59. При этом напряженность поля на орбите примерно вдвое меньше, чем в центральных частях потока. Насколько точно оправдывается расчет, исходящий, как указывалось, из факта увеличения не только скорости, но и массы электрона (притом в сотни раз), можно судить по тому, что электроны не сбиваются со своей орбиты в течение многих миллионов оборотов, во время которых происходит их ускорение.

Рассмотрим теперь вопрос о превращении с помощью э. д. с. индукции работы механических сил в работу электрических сил. Для этого обратимся снова к рис. 3.58. Подвижную сторону будем считать металлической; силу, действующую на заряды в этом ребре, будем согласно (41.15) считать лоренцовой силой*).

*) Как было уже показано, в системе отсчета, неподвижной по отношению к **B**, эта точка зрения возможна и явное введение $\mathbf{E}_{\text{инд}}$ не обязательно.

Лоренцова сила, возникающая при движении положительных ионов в решетке металла подвижного ребра рамки, направлена вверх (рис. 3.60). Эти ионы не способны перемещаться относительно рамки. Таким образом, сила, действующая на них, всегда перпендикулярна к их перемещениям и работы не совершает.

Электроны же под действием лоренцевой силы (направленной на рис. 3.60 вниз) будут перемещаться вдоль рамки вниз. Сталкиваясь с ионами решетки и другими электронами и обмениваясь с ними энергией, электроны будут двигаться с некоторой средней скоростью $\mathbf{u}$. Мы не допустим погрешности, приняв для простоты, что истинная скорость электронов вдоль рамки равна $\mathbf{u}$. Таким образом, скорость электронов $\mathbf{v}_{эл}$ складывается из двух взаимно перпендикулярных составляющих: $\mathbf{u}$ и скорости перемещения рамки $\mathbf{v}$:

$$\mathbf{v}_{эл} = \mathbf{u} + \mathbf{v}. \qquad (41.29)$$

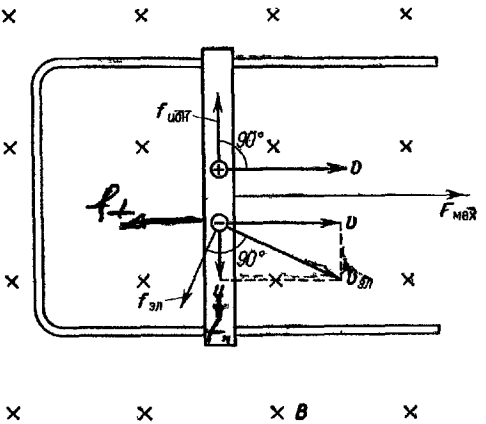

Рис. 3.60.

Лоренцова сила $\mathbf{f}_{эл}$, действующая на электрон, обладающий скоростью $\mathbf{v}_{эл}$, будет перпендикулярна к $\mathbf{v}_{эл}$. Поэтому, как было уже показано в § 36, работа, совершаемая этой силой, всегда равна нулю:

$$dA = \mathbf{f}_{эл}\mathbf{v}_{эл}dt = 0. \qquad (41.30)$$

Разобьем теперь силу $\mathbf{f}_э$ на составляющие, одна из которых, $\mathbf{f}_{\parallel}$, параллельна подвижному ребру рамки, а другая, $\mathbf{f}_{\perp}$, перпендикулярна к нему. Тогда (41.30) можно представить в виде

$$dA = \mathbf{f}_{\parallel}\,\mathbf{u}dt + \mathbf{f}_{\perp}\mathbf{v}\,dt = 0. \qquad (41.31)$$

Сила $\mathbf{f}_{\perp}$ направлена против перемещения ребра рамки (т. е. против $\mathbf{v}$), и ее работа отрицательна.

Чтобы это ребро перемещалось с постоянной скоростью $\mathbf{v}$ вправо, надо приложить к нему внешнюю силу $\mathbf{F}_{мех}$, которая, в пересчете на каждый электрон подвижного ребра, будет равна по величине, но противоположна по знаку $\mathbf{f}_{\perp}$:

$$\mathbf{f}_{мех} = \frac{\mathbf{F}_{мех}}{N} = -\mathbf{f}_{\perp} \qquad (41.32)$$

(здесь N — число электронов в подвижном ребре рамки).

Сила же $\mathbf{f}_{\parallel}$ гонит электроны вдоль контура, т. е. совершает электрическую работу. Подставляя вместо $\mathbf{f}_{\perp}$ в (41.31) $\mathbf{f}_{мех}$, согласно (41.32) получаем

$$\mathbf{f}_{\parallel}\mathbf{u}dt - \mathbf{f}_{мех}\mathbf{v}\,dt = 0,$$

или

$$\boxed{\mathbf{f}_{мех}\mathbf{v}\,dt = \mathbf{f}_{\parallel}\mathbf{u}\,dt.} \tag{41.33}$$

Эта формула показывает, что *механическая работа, произведенная над каждым электроном приложенной к рамке внешней силой, отдается этим электроном обратно* (*и полностью*) *в виде электрической работы в контуре.*

Обратим внимание читателя на следующее существенное обстоятельство. В § 36 было показано, что в постоянном магнитном поле лоренцова сила не производит работы над движущейся в этом поле заряженной частицей (см (36 12) и (36 13)). Здесь же мы показали, что работа тока, вызванного э. д. с. индукции, в конечном счете обусловлена действием лоренцовых сил на электроны в контуре. Противоречие?

Никакого противоречия нет. И в рассматриваемом случае результат § 36 (равенство нулю работы лоренцовой силы) учтен формулой (41.30), принявшей теперь вид (41.33).

В данном случае равенство нулю полной работы, производимой лоренцовой силой над подвижными электронами (41.30), (41.31), выражает здесь закон сохранения энергии: механическая работа, произведенная над контуром, превращается целиком в работу электрических сил в этом контуре.

Из сказанного ранее с очевидностью следует, что для получения электрической работы не обязательно механические силы прилагать к самому контуру. Так, например, вместо деформации контура с помощью внешней силы, как это имело место в рассмотренном примере, можно, оставляя контур неизменным, вталкивать в него магнит (т. е. менять поток Ф через контур). При этом работа, затраченная на перемещение магнита, превратится в работу электрических сил в контуре

§ 42. Вращение рамки в магнитном поле

Явление электромагнитной индукции позволяет преобразовывать энергию механического движения в энергию электрического тока и уже около 100 лет широко используется в технике для этой цели. Для выяснения основных принципов и закономерностей промышленных методов генерирования электрического тока рассмот-