

Используя (8.5) и (9.2), получаем

$$\operatorname{rot}(\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (9.3)$$

Вводя обозначение

$$\mathbf{H} \equiv \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M} \quad (9.4)$$

и замечая, что [см. (7.6)] $\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} \equiv \mathbf{D}$, приводим уравнение (9.3) к виду

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (9.5)$$

где \mathbf{H} — вектор напряженности магнитного поля.

Отметим, что в общем случае намагниченность \mathbf{M} весьма сложно зависит от магнитной индукции \mathbf{B} . Это хорошо видно на примере ферромагнетиков. Однако существуют и такие магнетики, у которых для не очень сильных полей намагниченность пропорциональна магнитной индукции \mathbf{B} . К ним относится большинство диамагнетиков и парамагнетиков. Для них можно положить $\mathbf{M} = \alpha\mathbf{B}$, т. е. [см. (9.4)]

$$\mathbf{H} = (1 - 4\pi\alpha)\mathbf{B} = \mathbf{B}/\mu,$$

где $1/\mu = 1 - 4\pi\alpha$. Эти линейные зависимости можно записать в виде

$$\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}, \quad (9.6)$$

$$\mathbf{B} = (1 + 4\pi\chi)\mathbf{H} \equiv \mu\mathbf{H}, \quad (9.7)$$

где $\chi = \alpha\mu = (\mu - 1)/(4\pi)$; $-\alpha = (\mu^{-1} - 1)/(4\pi)$.

Исторически первоначально магнитное поле вводилось посредством закона Кулона для фиктивных магнитных зарядов, поэтому χ названа магнитной восприимчивостью, а μ — магнитной проницаемостью*.

Как мы уже отмечали, существует два вида простейших магнетиков: диамагнетики и парамагнетики. Для диамагнетиков $0 < \mu < 1$, т. е. $-1/(4\pi) < \chi < 0$ ($\alpha < 0$), а для парамагнетиков $\mu > 1$, т. е. $\chi > 0$ ($\alpha > 0$).

§ 10. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В СРЕДЕ

Запишем уравнения Максвелла для электромагнитного поля в среде в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, & \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 4\pi\rho, & \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \quad (I) \quad (II) \quad (10.1)$$

* Однако ясно, что логичнее было бы, по аналогии с κ и ϵ для диэлектриков, назвать так соответственно $-\alpha$ и $1/\mu$, так как вектор \mathbf{B} , а не \mathbf{H} , служит для непосредственного описания магнитного поля.

причем

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}, \quad (10.2)$$

где \mathbf{P} и \mathbf{M} зависят от \mathbf{E} и \mathbf{B} .

Для простейшего, но широко распространенного класса диэлектриков и магнетиков \mathbf{P} и \mathbf{M} пропорциональны \mathbf{E} и \mathbf{B} . Для таких веществ

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu\mathbf{H}, \quad (10.3)$$

где ε и μ , вообще говоря, суть функции координат и времени.

Система уравнений (10.1), (10.3) является уравнениями Максвелла в том виде, как они первоначально были сформулированы. Решая эту систему при заданных ρ , \mathbf{j} и ε , μ , можно определить \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{B} и \mathbf{H} . В интегральной форме эта система переписывается так:

$$\begin{aligned} \oint_C (\mathbf{H}d\mathbf{l}) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S (\mathbf{nD}) dS &= \frac{4\pi}{c} \int_S (\mathbf{nj}) dS, \\ \oint_C (\mathbf{E}d\mathbf{l}) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S (\mathbf{nB}) dS &= 0, \\ \oint_S (\mathbf{nD}) dS &= 4\pi \int_V \rho dV, \quad \oint_S (\mathbf{nB}) dS = 0, \end{aligned} \quad (10.4)$$

причем правоориентированная поверхность S , натянутая на контур C , считается не зависящей от времени.

§ 11. ЗАКОН ОМА В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ФОРМЕ

В макроскопической физике и в инженерной электро- и радиотехнической практике токи создаются в проводниках под действием поля \mathbf{E} и *сторонних э. д. с.*, характеризующихся некоторой напряженностью $\mathbf{E}^{\text{стор}}$. Сторонними называются силы, отличные от сил, действующих на заряды в электромагнитном поле, но способные перемещать заряды и создавать токи. Сторонние силы могут быть химического, диффузионного, механического и другого происхождения. Возникают они при наличии градиента плотности, температуры и вследствие других факторов. Сторонние силы действуют, например, в гальванических элементах, аккумуляторах, термopарах и т. п.

В широком классе проводников сила тока I пропорциональна напряжению U_{12} , т. е. справедлив линейный закон Ома (1.18). Однако при наличии сторонних э. д. с. этот закон должен быть обобщен и заменен *законом Кирхгофа* для участка цепи*:

$$IR_{12} = U_{12} + \mathcal{E}_{12}, \quad (11.1)$$

* Как и в (10.4), проводник в (11.1) считается неподвижным.