

ФОРМУВАННЯ ПОНЯТТЯ «МАГНІТНЕ ПОЛЕ» У СТУДЕНТІВ ТЕХНІЧНИХ СПЕЦІАЛЬНОСТЕЙ ВУЗІВ НА ОСНОВІ СИСТЕМИ ФУНДАМЕНТАЛЬНИХ ФІЗИЧНИХ ПОНЯТЬ

У роботі розглядається формування поняття «магнітне поле» на основі системи фундаментальних фізичних понять у студентів технічних спеціальностей вузів у процесі вивчення розділу «Електродинаміка». Розроблено методику формування у студентів технічних спеціальностей вузів поняття «магнітне поле» на основі фундаментальних фізичних понять симетрія, відносність, заряд, електромагнітна взаємодія з точки зору сучасних фізичних теорій.

Ключові слова: фундаментальні фізичні поняття, система фундаментальних фізичних понять, магнітне поле, електродинаміка, методика формування фундаментальних фізичних понять.

У підручниках та методичних посібниках з фізики для студентів технічних спеціальностей вузів при вивченні розділу «Електродинаміка» знаходимо ряд різних методик введення поняття «магнітне поле» та величин, які його характеризують. Усі вони мають одну спільну рису: магнітне поле (МП) визначається як вид матерії, що передає силову взаємодію між струмами провідності [1; 8, с. 114], подібно до того, як електричне поле (ЕП) передає взаємодію між нерухомими зарядженими частинками. За основу вивчення характеристик МП береться будь-який ефект, пов'язаний з магнітною взаємодією.

Автори підручників [2; 4] для виявлення МП пропонують брати маленьку рамку із струмом I , щоб за моментом сили M , який діє на цю рамку, поміщену у МП, визначити величину та напрямок вектора \vec{B} : $B = \frac{M}{IS}$, де S – площа, яка охоплена струмом I .

У [7; 10] значення та напрям вектора \vec{B} пропонується визначити за силою, що діє на рухоми заряджену частинку q в МП: $\vec{F} = q[\vec{v} \times \vec{B}]$.

Жодна з цих методик не в змозі від самого початку пояснити одну з найважливіших властивостей МП – його релятивістську природу [3, с. 69-73].

Тому **метою статті** є розробка методики формування у студентів технічних спеціальностей вузів поняття «магнітне поле» на основі системи фундаментальних фізичних понять (симетрія, відносність, заряд, електромагнітна взаємодія) у процесі вивчення розділу «Електродинаміка» з точки зору сучасних фізичних теорій.

Зупинимось на основних моментах підходу, який ми пропонуємо. Суть нашого підходу полягає в тому, що магнітна взаємодія електричних струмів є релятивістським наслідком закону Кулона. В релятивістському підході магнетизм розглядається як релятивістський наслідок взаємодії зарядів [6, с. 55-61; 7, с. 183; 10, с. 273; 11].

Вивчення МП починаємо із дослідження магнітних взаємодій [8, с. 114].

Математичний вираз сили взаємодії між двома тонкими прямолінійними паралельними провідниками у вакуумі, по яких тече струм:

$$F_{12} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{r} \Delta l, \quad (1)$$

де F_{12} – сила, з якою провідник, із силою струму I_1 , діє на елемент довжиною Δl провідника, по якому тече струм силою I_2 . Знак «мінус» показує, що при однакових напрямках I_1 і I_2 між провідниками діє сила притягання; якщо напрямки I_1 і I_2 протилежні, то – сила відштовхування.

Студенти знають, що провідник із струмом є електрично нейтральною системою зарядів, в якій заряди одного знаку рухаються в один бік, а заряди іншого знаку – у протилежний. Отже, МП породжується рухомими зарядами. Демонструємо відхилення пучка електронів в осцилографічній трубці під дією МП прямого провідника (магніту) [7, с. 152; 9, с. 213]. Дослід показує, що на заряджену частинку q , яка влітає зі швидкістю \vec{v} в МП, діє сила \vec{F} , яка характеризується такими ознаками: 1) $\vec{F} \perp \vec{v}$; 2) \vec{F} перпендикулярна до визначеного напрямку у просторі, де існує МП; 3) для всіх частинок відношення $|\vec{F}|/qv_{\perp}$ є однаковим, де $|\vec{F}|$ – модуль розглядуваної сили; q – заряд частинки; v_{\perp} – складова швидкості, перпендикулярна до вказаного вище напрямку у просторі, в якому існує МП.

Оскільки у просторі, де існує МП, є деякий визначений напрямок, з яким зв'язана сила, що діє на рухомий заряд, то для опису цієї сили вводимо векторну характеристику МП: для всіх частинок із зарядом q і складовою швидкості v_{\perp} , залишається постійним відношення $|\vec{F}|/qv_{\perp}$, тому саме ця величина є **характеристикою МП** і називається **магнітною індукцією**. Отже, магнітна індукція – це вектор, рівний за модулем $|\vec{B}| = |\vec{F}|/qv_{\perp}$ і напрямлений перпендикулярно до площини, утвореної векторами \vec{v} і \vec{F} .

Із останнього співвідношення знаходимо (рис. 1):

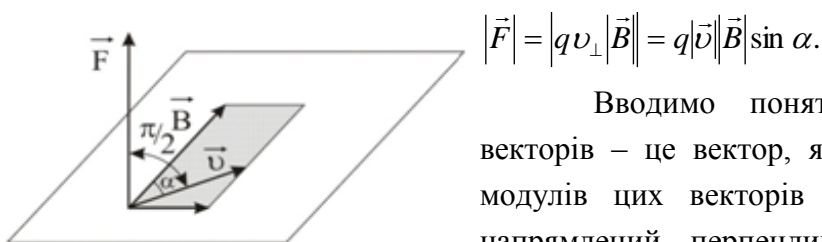


Рис. 1

$$|\vec{F}| = |qv_{\perp}|\vec{B}| = q|\vec{v}|\vec{B}|\sin \alpha.$$

Вводимо поняття векторного добутку двох векторів – це вектор, який чисельно дорівнює добутку модулів цих векторів на синус кута між ними, та напрямлений перпендикулярно до площини, в якій знаходяться ці вектори за правилом правого гвинта. Отже,

сила, яка діє на заряд q , що рухається у МП, являє собою векторний добуток векторів \vec{v} і \vec{B} , помножений на q , ($\vec{n} \perp \vec{B}$, $\vec{n} \perp \vec{v}$, $|\vec{n}| = 1$).

$$\vec{F} = q[\vec{v} \times \vec{B}] = \vec{n}q|\vec{v}|\vec{B}|\sin \alpha \quad (2).$$

Ця сила напрямлена завжди перпендикулярно до швидкості руху зарядженої частинки і отже, ніколи не виконує роботу при русі заряду у МП.

Якщо ж ЕП і МП діють на заряд q незалежно, то при сумісній дії ЕП і МП виникає сила Лоренца $\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m$, тобто:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}]) = q\vec{E} + \vec{n}q|\vec{v}||\vec{B}|\sin \alpha \quad (3).$$

У повній аналогії з електростатикою взаємодію елементів струму подаємо за двома етапами [6, с. 69]:

1) елемент струму $I_1 d\vec{l}_1$ створює у точці знаходження елементу струму $I_2 d\vec{l}_2$ МП з індукцією

$$d\vec{B}_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[I_1 d\vec{l}_1 \times \vec{r}_{12}]}{r_{12}^3}, \quad (4)$$

2) на елемент струму $I_2 d\vec{l}_2$, який знаходиться у точці з магнітною індукцією $d\vec{B}_{12}$ діє сила

$$d\vec{F}_{12} = [I_2 d\vec{l}_2 \times d\vec{B}_{12}] \quad (5)$$

Співвідношення (4), яке описує збудження електричним струмом магнітного поля, називається законом Біо-Савара. Із (4) знаходимо МП точкового заряду q , який рухається рівномірно з швидкістю $v \ll c$ у вакуумі, ($\vec{n} \perp \vec{r}$, $\vec{n} \perp \vec{v}$, $|\vec{n}| = 1$) [6, с. 259]:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{\vec{n}|\vec{v}||\vec{r}|\sin \alpha}{r^3} \quad (6)$$

Розповідаємо про дослід Роуlanda [9, с. 221]. Поглиблюємо уявлення студентів про електричну конвекцію – явища, пов'язані з рухом у просторі наелектризованого тіла. Існування електричної конвекції або конвекційного електричного струму зв'язане з виникненням МП при русі наелектризованого тіла. Для підтвердження цього явища необхідно провести такий дослід: привести в рух наелектризоване тіло і досліджувати, чи виникає при цьому МП. Цей дослід, простий за своєю ідеєю, складний у практичному виконанні. Теоретичний розрахунок показує, щоб спостерігати магнітну дію рухомого електричного заряду, порівняну з подібною ж дією електричного струму, необхідно або надати тілу дуже велику швидкість, що зустрічає механічні труднощі, або оперувати з великими електричними зарядами, що зустрічає труднощі ізолювання цих зарядів внаслідок високих потенціалів, які вони повинні мати із-за малої ємності провідників.

Схема досліду така: діелектричний диск (з ебоніту або скла) з позолоченими бічними поверхнями обертався навколо своєї осі між заземленими пластинами конденсатора; на бічну поверхню диска наносились заряди, і їх дія при обертанні диска виявлялася за допомогою чуттєвої магнітної стрілки. Дослід показав, що відхилення стрілки пропорційне нанесеному на бічну поверхню диска заряду і кутовій швидкості його обертання; при зміні знаку заряду або напрямку обертання диска на протилежний, відхилення магнітної стрілки також змінювалось на протилежне [7, с. 210].

Дослід Роуlanda довів, що конвекційний струм вільних зарядів на рухомому провіднику за своєю магнітною дією тотожний струму провідності у провіднику, що

перебуває в стані спокою, та відіграв важливу роль у експериментальному доведенні спеціальної теорії відносності для електромагнітних явищ.

Питання про існування електричної конвекції пов'язане з існуванням струмів зміщення. Якщо ми припустимо, що у розімкненому провіднику відбувається переміщення електричних зарядів, то це переміщення збуджує МП навколо провідника. Одночасно безперервно змінюватиметься і величина ЕП в різних точках, які лежать за кінцями провідника, у діелектрику, що оточує цей провідник. Така зміна діелектричної поляризації рівносильна струму, і тому повинна збуджувати МП. Такий струм називається струмом зміщення. Сума усіх струмів зміщення у діелектрику, який оточує цей провідник, повинна дорівнювати силі струму у провіднику.

Ейхенвальд довів точними кількісними вимірюваннями (1903 р.), що конвекційний струм вільних зарядів на рухомому провіднику і струм зв'язаних зарядів, що виникає при русі наелектризованого діелектрика збуджують МП так само, як і струм провідності у провіднику, що перебуває у стані спокою, тобто поляризований не намагнічений діелектрик при русі стає намагніченим.

Схема досліду така: діелектричний диск з діелектричною проникністю ϵ обертається на осі між двома круглими пластинами конденсатора. Пластини конденсатора, що розрізані вздовж діаметра, підключаються до батареї та можуть обертатися навколо цієї ж загальної осі незалежно від діелектричного диска. Кожна з половин пластин конденсатора заряджалася протилежно відповідній половині іншої та протилежно другій половині того ж конденсатора. Досліди полягали у почерговому обертанні пластин конденсатора або диска, та у порівнянні магнітної дії усіх видів струмів, і в експериментальному доведенні їх еквівалентності.

При обертанні ебонітового диску у точках, що проходили проти розрізів, збуджувався струм, напрямлений від розрізу однієї пластини конденсатора до розрізу іншої, перпендикулярно до площини пластини конденсатора. Цей струм зміщення виявлявся та вимірювався за допомогою магнітної стрілки, підвішеної над однією парою розрізів. Напрямок відхилення стрілки змінювався із зміною напрямку обертання пластин конденсатора та зміною знаку заряду на них. Отже, існування струмів зміщення доведено експериментально [7, с. 210].

За відсутності діелектричного диска на пластинах зарядженого конденсатора утворюється поверхневий заряд; при обертанні пластин зі швидкістю, цей заряд створює

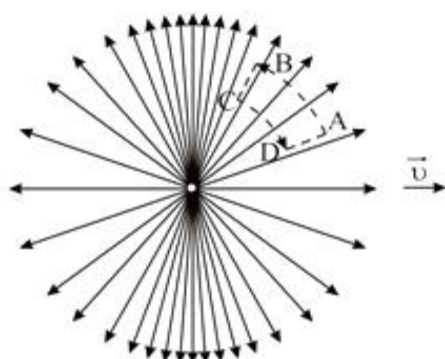


Рис. 2

конвекційний струм (струм Роуланда). Якщо ж між пластинами знаходиться діелектричний диск, то при його обертанні між пластинами, що перебувають у стані спокою, виникає струм (струм Рентгена), викликаний тим, що рухомий поляризований діелектричний диск намагнічується у радіальному напрямку. При обертанні усієї системи в цілому повний струм не залежить від діелектричної проникності диска; це підтверджує справедливність основних принципів спеціальної теорії

відносності.

У випадку руху заряду з швидкістю \vec{v} (рис. 2) у просторі появляється визначений напрямок (напрямок вектора \vec{v}) [7, с. 210]. ЕП точкового заряду, який рухається зі швидкістю \vec{v} під прямим кутом до напрямку руху виявляється сильнішим, ніж поле у напрямку руху на тій же відстані від заряду (рис. 2). Це поле має осьову симетрію і крім того, не може бути створене ні одним стаціонарним розподілом зарядів. Отже, **якщо заряд рухається, то ЕП у будь-якій точці змінюється з часом** [6, с. 77; 7, с. 184].

Із міркувань симетрії і співвідношення (6) лініями МП повинні бути кола, розміщені навкруги напрямку руху. Коли швидкість руху заряду велика, радіальні «спиці», які є лініями ЕП, зливаються у тонкий диск. Колові замкнуті лінії МП також концентруються у цьому диску (рис. 3) [7, с. 163].

Розглядаємо два додатних точкових заряди q_1 і q_2 , які рухаються вздовж паралельних прямих з однаковою швидкістю v ($v \ll c$) (рис. 4). При $v \ll c$ їх ЕП практично не відрізняється від поля нерухомих зарядів. Тому величина F_e , яка діє на заряди, дорівнює [7, с. 183; 8 с. 125]:

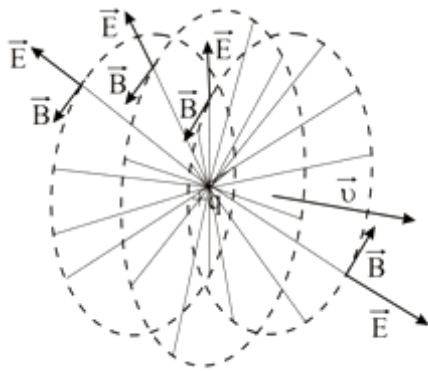


Рис. 3

$$F_{e1} = F_{e2} = F_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (7)$$

Для модуля магнітної сили \vec{F}_m яка діє на заряди, враховуючи (6) і (2), отримуємо вираз (при $\vec{r} \perp \vec{v}$):

$$F_{m1} = F_{m2} = F_m = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q_1 q_2 v^2}{r^2} \quad (8)$$

Знайшовши відношення (8) до (7), отримаємо:

$$\frac{F_m}{F_e} = \epsilon_0 \mu_0 v^2 = \frac{v^2}{c^2}. \quad (9)$$

Із (9) випливає, що магнітна сила слабша кулонівської на множник $(v/c)^2$. Отже, магнітна взаємодія рухомих зарядів – релятивістський ефект [6, с. 59].

Показуємо, що базуючись на постулатах теорії відносності і інваріантності електричного заряду, магнітна взаємодія зарядів і струмів є наслідком закону Кулона [5, с. 7-12; 10 с. 262].

Для цього розглядаємо рух від'ємного заряду зі швидкістю \vec{v}_0 паралельно до провідника, у якому тече струм (рис. 5). При цьому використовуємо дві системи відліку: K – зв'язану з провідником, та K' – зв'язану з частинкою.

В системі K на частинку діє магнітна сила, яка напрямлена до провідника, тому, якщо рухові заряду нічого не перешкоджає, його траєкторія викривиться в бік провідника. Але у системі K' магнітна сила на частинку не діє, тому що швидкість частинки рівна нулю. Приходимо до протиріччя. Принцип відносності стверджує, що в системі K' ми побачимо, що частинка теж наближається до провідника.

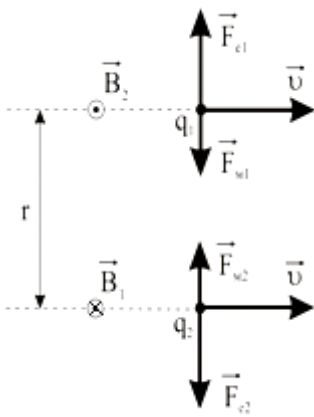


Рис. 4

Нехай густина електронів у провіднику є ρ_- , а їх швидкість в системі K є \vec{v} (рис. 5 а). Густина нерухомих зарядів в системі K ρ_+ , причому $\rho_+ = -\rho_-$, оскільки провідник не заряджений. Тому ззовні провідника електричного поля немає, і сила, яка діє на рухому частинку дорівнює: $\vec{F} = q\vec{v}_0 \times \vec{B}$.

Оскільки модуль індукції МП на відстані r від осі провідника дорівнює $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{r}$, то сила, яка діє на частинку, напрямлена до провідника і рівна за величиною $F = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2Iqv_0}{r}$. Оскільки $I = \rho_+ vA$, де A – площа поперечного перерізу провідника, то $F = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2q\rho_+ Avv_0}{r}$. Для спрощення міркувань візьмемо, що швидкість v_0 частинки співпадає зі швидкістю v електронів провідності ($v = v_0$):

$$F = \frac{\mu_0 q}{4\pi} \cdot \frac{\rho_+ Av^2}{r}. \quad (10)$$

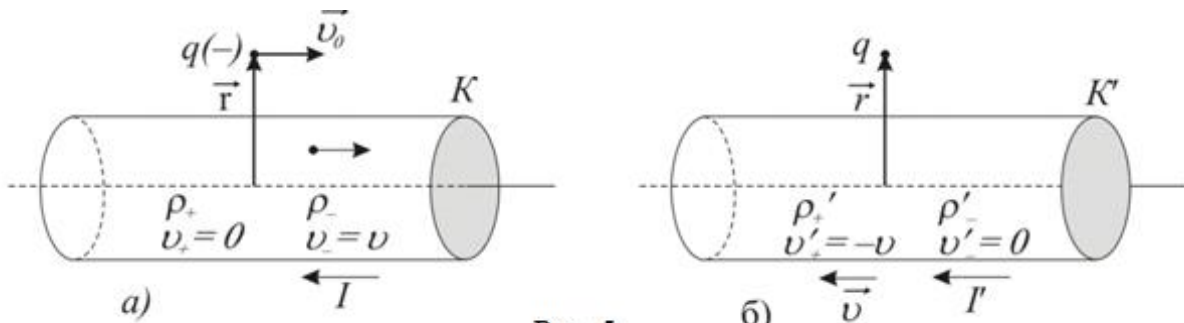


Рис. 5

Тепер розглядаємо систему K' , де частинка перебуває в спокої, а провідник рухається повз неї зі швидкістю \vec{v} (рис. 5 б). Додатні заряди, які рухаються з провідником, створять навколо частинки деяке МП \vec{B}' . Але частинка тепер перебуває в спокої, так що магнітна сила на неї не діє. Якщо і виникає деяка сила, то вона є результатом дії на частинку ЕП. Впливає, що рухомий провідник збуджує ЕП, тобто є зарядженим.

Для перевірки цієї гіпотези обчислимо густина зарядів у провіднику в системі K' . Оскільки заряд частинки q є інваріантна скалярна величина, яка не залежить від вибору інерціальної системи відліку (ІСВ), і враховуючи, що об'єм змінюється із-за релятивістського скорочення відстаней, знаходимо:

$$\rho = \frac{\rho_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (11)$$

де ρ_0 – густина нерухомих зарядів, а ρ – густина зарядів в СВ, де вони рухаються. Застосовуємо цей результат до густини додатних зарядів ρ_+ у нашому провіднику. Ці заряди перебувають в спокої в системі K . Однак в системі K' , де провідник рухається зі швидкістю v , густина додатних зарядів дорівнює:

$$\rho'_+ = \frac{\rho_+}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (12)$$

Від'ємні заряди в K' перебувають в стані спокою, тому їх густина в цій системі є «густиною спокою» ρ_0 . Тому в рівнянні (11) $\rho_0 = \rho'_-$. Тоді для електронів провідності ми

$$\text{отримуємо: } \rho'_- = \rho_- \sqrt{1 - v^2/c^2}. \quad (13)$$

Оскільки сумарна густина зарядів $\rho' = \rho'_+ + \rho'_-$, то із (12) і (13), враховуючи, що провідник, який перебуває у стані спокою нейтральний, тобто $\rho_- = -\rho_+$, отримуємо:

$$\rho' = \rho_+ \frac{v^2/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (14)$$

Отже, наш рухомий провідник заряджений додатно і повинен збуджувати поле \vec{E}' , де знаходиться зовнішня частинка q , що перебуває у стані спокою. Напруженість ЕП на відстані r від осі циліндра дорівнює:

$$E' = \frac{\rho' A}{2\pi\epsilon_0 r} = \frac{\rho_+ A v^2/c^2}{2\pi\epsilon_0 r \sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (15)$$

Сила, яка діє на від'ємно заряджену частинку у полі \vec{E}' , напрямлена до провідника, її модуль у системі K' дорівнює:

$$F' = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\rho_+ A}{r} \cdot \frac{v^2/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (16)$$

Порівнюючи (16) і (10) і враховуючи, що $\epsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2}$, отримуємо:

$$F' = \frac{F}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (17)$$

Робимо висновок, що для малих швидкостей, які ми розглядаємо, обидві сили однакові, а магнетизм і електрика є просто дві різні сторони одного і того ж явища. Якщо б ми вибрали ще одну систему координат, то ми б знайшли деяку суміш полів \vec{E} і \vec{B} . Електричні та магнітні взаємодії складають частини одного фізичного явища – електромагнітної взаємодії частинок. Поділ цієї взаємодії на електричну і магнітну – залежить здебільшого від вибору СВ, в якій ми описуємо взаємодію. Але повний електромагнітний опис інваріантний.

Використовуючи релятивістські вирази для сили [5, с. 7-12] отримуємо співвідношення для векторів електромагнітного поля (ЕМП) в різних СВ:

$$\begin{aligned}
 E_x &= E'_x, & B_x &= B'_x, \\
 E_y &= \frac{E'_y + vB'_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, & B_y &= \frac{B'_y - (v/c^2)E'_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \\
 E_z &= \frac{E'_z - vB'_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, & B_z &= \frac{B'_z + (v/c^2)E'_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

Вказуємо, що формули (18) дозволяють знайти вектори ЕМП у будь-якій ІСВ, якщо вони відомі хоча б у одній ІСВ. При розв'язанні конкретних задач необхідно вибирати таку ІСВ, в якій ЕМП було б найбільш простим. Але не слід думати, що завжди існує така ІСВ, де поле зводиться або до електричного, або до магнітного. Існують такі конфігурації ЕМП, коли в будь-якій ІСВ існують одночасно і ЕП і МП.

Висновки. Застосування запропонованого підходу сприяє не лише формуванню поняття «магнітне поле» у відповідності до його розуміння у сучасній фізичній науці, але й створює передумови для якісного засвоєння студентами технічних спеціальностей вузів змісту поняття «електромагнітне поле» (ЕМП). Формування у студентів поняття «магнітне поле» на основі фундаментальних фізичних понять симетрія, відносність, заряд, електромагнітна взаємодія у процесі вивчення розділу «Електродинаміка» не лише структурує навчальний матеріал, але й демонструє пізнавальну продуктивність ідей відносності та симетрії, які пронизують всю сучасну фізику [3; 6; 7; 9; 10; 11]. Завдяки запропонованому підходу виникають перспективи подальших досліджень та розробки для студентів технічних спеціальностей вузів методики вивчення електромагнітного поля та фізики мікросвіту на основі фундаментальних фізичних понять та принципів.

Список використаної літератури

1. Гончаренко С. У. Фізика, 10 кл. : [пробн. навч. пос. для ліцеїв і гімназій природн.-наук. проф.] / С. У. Гончаренко – К.: Освіта, 1998. – 445 с.
2. Буховцев Б.Б. Фізика, 10 кл. / Б.Б. Буховцев, Ю.Л. Климантович, Г.Я. Мякишев – К.: Освіта, 1993. – 256 с.
3. Коновал О. А. Теоретичні та методичні основи вивчення електродинаміки на засадах теорії відносності: монографія / О. А. Коновал; МОН України; КДПУ. – Кривий Ріг: Видавничий дім, 2009. – 346 с.: іл.
4. Коршак Є. В. Фізика, 10 кл. : [підруч. для загальноосв. навч. закл.] / Є. В. Коршак, О. І. Ляшенко, В. Ф. Савченко. – К.; Ірпінь : ВТФ «Перун», 2003. – 312 с.
5. Кульчицький В. І. Формування фундаментальних фізичних понять в учнів профільних класів у процесі вивчення спеціальної теорії відносності / В.І. Кульчицький // Фізика та астрономія в школі, 2010.– № 10. – С. 7 – 12.
6. Матвеев А. Н. Электричество и магнетизм : [учеб. пособие]. – М. : Высшая школа, 1983. – 463 с.
7. Парселл Э. Электричество магнетизм. Серия «Берклевский курс физики» / Э Парселл. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1983. – Т.2. – 416 с.

8. Савельев И. В. Курс общей физики: [учеб. пособие. В 3 – х т.] Т 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. – [3 – е изд., испр.]. – М.: Наука. Гл. ред. физ. – мат. лит., 1988. – Т.2. – 496с.
9. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Электричество / Д. В. Сивухин. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1977. – Т.3. – 688 с.
10. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике. Электродинамика / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – М.: Мир, 1966. – Т.6. – 344 с.
11. Шут М. І. Електрика та магнетизм: [навч.-метод. посіб. для самост. роботи] / М. І. Шут. – К., 2002. – 236 с.

Кульчицкий В.И. Формирование понятия «Магнитное поле» у студентов технических вузов на основе системы фундаментальных физических понятий.

В работе рассматривается формирование понятия «магнитное поле» на основе системы фундаментальных физических понятий у студентов технических специальностей вузов в процессе изучения раздела «Электродинамика» Разработана методика формирования у студентов понятия «магнитное поле» на основе фундаментальных физических понятий симметрия, относительность, заряд, электромагнитное взаимодействие из точки зрения современных физических теорий.

Ключевые слова: фундаментальные физические понятия, система фундаментальных физических понятий, магнитное поле, электродинамика, методика формирования фундаментальных физических понятий.

Kultchitckyi V.I. Forming «the Magnetic field» concept for students of technical univesities on the basis of the system of fundamental physical concepts.

The article deals with the problem of development of «magnetic field» concept on the basis of system of fundamental physical concepts for students of engineering majors learning the «Electrodynamics» section. The method of formulation for engineering students the notion of «magnetic field» based on fundamental physical concepts as symmetry, relativity, charge, electromagnetic interaction from the point of view of modern physical theories is developed in this article.

Keywords: fundamental physical concepts, system of fundamental physical concepts, magnetic field, electrodynamics, methods of formation of fundamental physical concepts.