ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ԽԱՉՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Վ. Վ. ՄՈՒՍԱԽԱՆՅԱՆ
Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածու, դոցենտ
Ս. Հ. ԱՄԻՐԽԱՆՅԱՆ
ԳՊՀ լաբորանտ

Դիտարկվել է լիցքավորված մասնիկի շարժումը էլեկտրամագնիսական դաշտերում: Լորենցի հավասարումը լուծվում է սկզբնական պայմանների համար, մասնավորապես՝ ժամանակի սկզբնապահին մասնիկի դիրքը հաշվի առնելով: Արդյունքում ստացվել է ընդհանուր ճիշտ լուծում իմպուլսի և էլեկտրամագնիսական ալիքի սկզբնական ֆազ պարունակող մասնիկի կոորդինատի (դիրքի) համար, և ստացված արդյունքները ընդհանրացնում են նախկինում հայտնի արդյունքները:

Ինչպես հայտնի է, առաջ Համիլտոն-Յակոբի հավասարումները չունեին այնպիսի ֆիզիկական պարզություն, ինչպիսիք ունեն Լորենցի հարաբերական հավասարման լուծումները [1]: Դա պայմանավորված է նրանով, որ ալիքում մասնիկի ֆիզիկական իմպուլսը անմիջականորեն է մտնում այդ հարաբերական հավասարման մեջ: Միևնույն ժամանակ՝ ստացված բազմաթիվ հավասարումների մեջ Համիլտոն-Յակոբի հավասարումը հենց այն լուծումն է, որը համապատասխանում է ալիքում մասնիկի իմպուլսի ֆիզիկական իմաստին: Հետագա փուլերի համար անհրաժեշտ է ֆորմալ լրացուցիչ պայմանների ներմուծում: Ինչպես ցույց էր տրված գլանաձև-բևեռացած ալիքի դեպքում, ընդհանրապես հնարավոր չէ այդ վերջնական հավասարումից ստանալ ֆիզիկական իմպուլս: Ոչ միշտ է ուշադրություն դարձվում սկզբնական ֆազի արժեքին՝ φ_0, այսինքն՝ ալիքում սկզբնական պահին մասնիկների ի հայտ գալուն (հետևաբար նաև ամպլիտուդի՝ $A_\mu(\varphi_0)$ սկզբնական արժեքին):

Լորենցի հարաբերական հավասարման լուծումը

Լորենցի հավասարման լուծումը հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում հետևյալն է՝

$$A_\mu = A_\mu(\varphi)$$

որտեղ $\varphi = k_\mu \cdot x^\mu = \omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r}$ հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքն է քառաչափ կետում, $x_\mu \equiv (\vec{r}, t)$ և $k \equiv (\vec{k}, \omega)$ -ալիքային վեկտորն է:

Ընդհանուր դեպքում $k_\mu^2 = k_\mu \cdot k^\mu = \omega^2 - \vec{k}^2 = = \omega^2 \cdot (1 - n^2) \neq 0$, որտեղ n -ը միջավայրի բեկման ցուցիչն է:

Հարաբերական մասնիկը ընկնում է որոշակի ֆազի՝ φ_0 արժեքով ալիքի մեջ և հեռանում է φ-ի այլ արժեքներով: Այդ արժեքների միջև տարբերության հետևանքով էլ ի հատ է գալիս մասնիկների միջև էներգափոխանակությունը:

Առաջ հարաբերական շարժման հավասարումը հետևյալն էր՝

$$\frac{dq_\mu}{d\tau} = e \cdot \left(\frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} \right) \cdot q_\nu \qquad (1)$$

Լորենցի հավասարումը սկզբնական պայմաններում ունի հետևյալ տեսքը՝

$$q_\mu = p_\mu + A_\mu(\varphi) - A_\mu(\varphi) - \frac{k_\mu}{k^2} \cdot \left[(qk) - (pk) + [k_\nu (A_\nu(\varphi) - A_\nu(\varphi_0))] \right] \qquad (2)$$

Ընդ որում՝ ալիքի (մասնիկի) ֆազը ենթարկվում է ոչ գծային հավասարման՝

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \left[\left(pk - k_\mu \cdot (A_\mu(\varphi) - A_\mu(\varphi_0) \right)^2 + 2k^2 \cdot p_\mu \cdot (A_\mu(\varphi) - A_\mu(\varphi_0)) - k^2 \cdot (A_\mu(\varphi) - A_\mu(\varphi_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \qquad (3)$$

Անընդհատ խաչվող դաշտերի դեպքում՝

$$A_\mu = a_\mu \cdot \varphi \qquad (4)$$

Ֆազային (3) հավասարումը կարող է գրվել հետևյալ կերպ՝

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \left[(p \cdot k)^2 + 2e \cdot k^2 \cdot (pa) \cdot (\varphi - \varphi_0) - e^2 \cdot k^2 \cdot a^2 \cdot (\varphi - \varphi_0)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \qquad (5)$$

Վերջինիս լուծումը ստացվում է ինտեգրման արդյունքում՝

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{(p \cdot k)^2 + 2e \cdot k^2 \cdot (pa) \cdot (\varphi - \varphi_0) - e^2 \cdot k^2 \cdot a^2 \cdot (\varphi - \varphi_0)^2}} = \int_0^{\tau} d\tau \qquad (6)$$

Վերջնական արդյունքում կունենանք՝

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{(pa)}{e \cdot a^2} \cdot \left(1 - \cos\left(\sqrt{e^2 \cdot k^2 \cdot a^2} \cdot \tau \right) \right) + \frac{(pk)}{e\sqrt{k^2 \cdot a^2}} \cdot \sin\left(\sqrt{e^2 \cdot k^2 \cdot a^2} \cdot \tau \right)$$

Ալիքում մասնիկի իմպուլսի (էներգիայի իմպուլսի) չորրորդ վեկտորը համապատասխանաբար կլինի՝

$$q_\mu = p_\mu - \left(a_\mu \cdot \frac{(pa)}{a^2} + k_\mu \cdot \frac{(pk)}{k^2} \right) \cdot \left(1 - \cos\left(e\sqrt{k^2 \cdot a^2} \cdot \tau \right) \right) +$$
$$- \frac{\left(a_\mu \cdot (pk) - k_\mu \cdot (pa) \right)}{\sqrt{a^2 \cdot k^2}} \cdot \sin\left(e\sqrt{k^2 \cdot a^2} \cdot \tau \right)$$

Դժվար չէ ստանալ նաև չորրորդ կոորդինատը՝

$$x_\mu = x_{0\mu} + p_\mu \cdot \tau - \frac{a_\mu}{a^2} \cdot (pa) \cdot \left(\tau - \frac{\sin\left(e\sqrt{k^2 \cdot a^2} \cdot \tau \right)}{e\sqrt{a^2 \cdot k^2}} \right) +$$
$$+ k_\mu \cdot (pa) \cdot \frac{1 - \cos\left(e\sqrt{k^2 \cdot a^2} \cdot \tau \right)}{ea^2 \cdot k^2}$$

Իմպուլսի և լիցքավորված մասնիկի կոորդինատի իմացությունը թույլ է տալիս ստանալ մասնիկի ճառագայթումը խաչվող էլեկտրամագնիսական դաշտերում:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՑԱՆԿ

1. ***Musakhanyan V. V.*** Charged Particle Motion in a Medium Along an Electromagnetic Wave, Phys. Lett., 70A , 313-314 (1979)

2. ***Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.*** Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1980, 724 с., § 101.

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В. В. Мусаханян
С. Г. Амирханян

Рассмотрено движение релятивисткой заряженной частицы в скрещенных электромагнитных полях. Уравнение Лоренца решается с заданными начальными условиями на местоположение частицы в начальный момент времени. Получены общие точные решения для импульса и координаты частицы, содержащие начальную фазу электромагнитной волны. Полученные решения обобщают ранее известные решения.

THE CHARGED PARTICLE MOTION IN CROSSED ELECTROMAGNETIC FIELDS

V. V. Musakhanyan
S. H. Amirkhanyan

The motion of charged relativistic particle in crossed electromagnetic fields is considered. The Lorentz equation is solved with the given initial conditions on the initial place of the particle. The general and exact solutions for coordinate and pulse of the particle, containing the initial phase of electromagnetic field, are obtained. This solutions generalize the previously known solutions.

ԳԵՐԲԱՐՁՐ ՀԱՃԱԽԱԿԱՆԱՅԻՆ (ԳԲՀ) ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ԱՆՍԱՀՄԱՆ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ. ՃՇԳՐԻՏ ԼՈՒԾՈՒՄՆԵՐ

Վ. Վ. ՄՈՒՍԱԽԱՆՅԱՆ
Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածու, դոցենտ
Ս. Հ. ԱՄԻՐԽԱՆՅԱՆ
ԳՊՀ լաբորանտ

Անսահման միաչափ պլազմայում էլեկտրոնային խտության տատանումը նկարագրող մասնակի ածանցյալներով դիֆերենցիալ հավասարումների համա-