

1. *Röbrik M., Schrufer E. J. Phys.*, A18, L853 (1985).
2. *Delande D., Gay J. C. J. Phys.*, B19, L173 (1986).
3. *Wintgen D., Friedrich H. J. Phys.*, B19, 991 (1986).
4. *Wintgen D. Phys. Rev. Lett.*, 58, 1589 (1987).
5. *Delande D., Gay J. C. Phys. Rev. Lett.*, 57, 2006 (1986).
6. *Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л. УФН*, 140, 355 (1983).
7. *Casati G. et al. Phys. Rev. Lett.*, 56, 2437 (1986).
8. *Puccioni G. R. et al. Phys. Rev. Lett.*, 55, 339 (1985)
9. *Гурзadyan Э. Р. Изв. АН АрмССР, Физика*, 23, 40 (1988).
10. *Арнольд В. И. Математические методы классической механики*, Изд. Наука, М., 1979.
11. *Gurzadyan V. G., Kocharyan A. A. Preprint EPI—825(52)*, 1985.
12. *Заславский Г. М. Стохастичность динамических систем*, Изд. Наука, М., 1984.

ՄԱԳՆԵՒՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԱՏՈՄԻ ԴԱՍԱԿԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ
 ԵՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԻ ՄԱՍԻՆ

Է. Ռ. ԳՈՒՐԶԱԴՅԱՆ

Վերլուծարար հետազոտված են մագնիսական դաշտում գտնվող ատոմի վիճակագրական հատկությունները: Ցույց է տրված, որ դիտարկված համակարգը հանդիսանում է դրական կորուսյա՞մը երկշափ դինամիկական համակարգ և հետևաբար օժտված է քաոսային և կանոնավոր հատկություններով: Հետազոտված է փուլային կորերի վարքը և քննարկված են համակարգի բնութագրերի որոշման հնարավորությունները փորձարարական եղանակով:

ON THE CLASSICAL DYNAMICS AND QUANTUM SPECTRUM
 OF HYDROGEN ATOM IN A MAGNETIC FIELD

E. R. GURZADYAN

The statistical properties of the hydrogen atom in a magnetic field are analytically investigated. The system under consideration is shown to be dynamical one with positive curvature and hence has chaotic and regular properties. The behaviour of phase curves is studied. The possibility of experimental determination of dynamical characteristics of the system is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 4, 203—207 (1988)

УДК 533.951

К КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ТОРМОЗНОГО
 ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. В. АКОПЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 5 июня 1987 г.)

В квазиклассическом пределе изучается влияние продольных и поперечных смещений быстрых зарядов на характер тормозного излучения электромагнитных волн. Найдены компоненты спектрального распределения интенсивности излучения, обусловленные этими смещениями зарядов.

Среди многочисленных способов возбуждения электромагнитных волн, безусловно, одним из основных и распространенных является тормозное излучение (ТИ) сталкивающимися зарядами. В настоящее время достаточно хорошо изучены свойства данного процесса в зависимости от основных параметров задачи [1—3]. Здесь в рамках квазиклассического приближения развит подход к рассмотрению ТИ, позволяющий изучить характер излучения с позиции зависимости от компонент смещений быстрых зарядов.

1. Пусть в вакууме сталкиваются два произвольных релятивистских заряда сортов α и β . При этом по теории малых возмущений для компонент квазиклассического матричного элемента свободно-свободного перехода имеем [4]

$$M_i = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^3}{\pi \sqrt{\omega}} \left\{ v_{\alpha, m} G_{mj}(q+k) \frac{\Lambda_{ij}^{(\beta)}(q+k, k)}{(q+k, v_\alpha)^2} + v_{\beta, m} G_{mj}(q) \frac{\Lambda_{ij}^{(\alpha)}(q, k)}{(qv_\beta)^2} \right\} \quad (1)$$

$(i, j, m = 1, 2, 3).$

В (1) Z_α, Z_β — кратности зарядов, v_α, v_β — невозмущенные скорости частиц, q — импульс обмена, $q = \{q, qv_\beta\}$, $q+k = \{q+k, (q+k)v_\alpha\}$, k — волновой вектор излученного кванта с частотой ω , G_{ij} и $\Lambda_{ij}^{(\eta)}$ — соответственно фотонный и зарядовый пропагаторы; G_{ij} в электромагнитной калибровке задается согласно [3], а для $\Lambda_{ij}^{(\eta)}$ имеем

$$\Lambda_{ij}^{(\eta)}(k_1, k) = \frac{Z_\eta}{m_\eta \gamma_\eta} \left[\delta_{ij} + \frac{v_{\eta, i} k_j - v_{\eta, j} k_{1, i}}{\omega \left(1 - \frac{v_\eta}{c} \cos \theta\right)} - \frac{v_{\eta, i} v_{\eta, j} \left(\mathbf{k} \mathbf{k}_1 - \frac{\omega \omega_1}{c^2} \right)}{\omega^2 \left(1 - \frac{v_\eta}{c} \cos \theta\right)^2} \right], \quad (2)$$

где $\eta = (\alpha, \beta)$, $\omega_1 = \mathbf{k}_1 v_\eta$, m_η, γ_η — масса покоя и релятивистский фактор частицы, θ — угол испускания кванта. Выражения (1), (2) совместно с G_{ij} отвечают конверсии виртуальных квантов в реальные при рассеянии на зарядах обеих частиц. При этом каждый член (1) в скобках изображается отдельной диаграммой. Здесь важно отметить, что выражения (1) и (2) были получены в «плазменном приближении», оказавшемся полезным методом изучения задачи, с последующим переходом к вакууму.

Ниже, не интересуясь вопросом поляризации излучения, будем исследовать спектральное распределение интенсивности излучения по формуле

$$\frac{dQ_\omega}{d\omega} = \frac{2\pi\omega}{c} \int |[\mathbf{kM}]|^2 \delta(\omega + qv_\beta - (q+k)v_\alpha) dq d\Omega, \quad (3)$$

где Ω — телесный угол излучения.

С помощью приведенных здесь выражений в л-системе в квазиклассическом пределе можно исследовать практически любую задачу по ТИ зарядами, движущимися под произвольным углом друг к другу. В дальнейшем с целью иллюстрации конкретных результатов будем рассматривать случай, когда векторы невозмущенных скоростей частиц антипараллельны.

Подставляя G_{ij} и Λ_{ij} из (2) в (1), с учетом закона сохранения, содержащегося под знаком δ -функции в (3), получим

$$M = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^3}{\pi \sqrt{\omega}} \left\{ \frac{Z_\alpha}{m_\alpha \gamma_\alpha^3} \frac{1}{(\omega - k_1 v_\alpha)^2 (q_\parallel^2 + \gamma_\beta^2 q_\perp^2)} \left[\omega \mathbf{q}_\parallel + \gamma_\alpha^2 \gamma_\beta^2 \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(1 + \frac{v_\alpha v_\beta}{c^2} \right) (\mathbf{q}_\perp (\omega - k_1 v_\alpha) + \mathbf{v}_\alpha (\mathbf{q}_\perp \mathbf{k}_\perp)) \right] + \alpha \rightleftharpoons \beta, \mathbf{q} \rightarrow \mathbf{q} + \mathbf{k} \right\}, \quad (4)$$

$$\mathbf{v}_\alpha = \{0, 0, v_\alpha\}, \quad \mathbf{v}_\beta = \{0, 0, -v_\beta\},$$

где значки \parallel и \perp указывают компоненты векторов соответственно вдоль и поперек направления движения частиц. В (4) в числителе члены с вектором \mathbf{q}_\parallel отвечают продольным смещениям, а члены с вектором \mathbf{q}_\perp — поперечным смещениям частиц. В соответствии с этим введем $dQ_\omega^{(1)}/d\omega$ и $dQ_\omega^{(\perp)}/d\omega$ — компоненты спектральной интенсивности, обусловленные смещениями частиц в продольном и поперечном направлениях. Как следует из (3), (4), в квазиклассическом пределе указанные компоненты излучения не подвержены взаимной интерференции.

2. Теперь предположим, что оба пробных заряда — ультрарелятивистские. Тогда излучения зарядами будут сосредоточены внутри двух противоположно ориентированных в пространстве узких конусов направленностей с углами растворов $\vartheta \sim \gamma_\alpha^{-1}, \gamma_\beta^{-1}$. Из (3) и (4) интегрированием по всем углам излучения и пренебрежением интерференционным членом ввиду его малости для компонент частотного спектра интенсивности получаем

$$\frac{dQ_\omega^{(1)}}{d\omega} = \frac{16(Z_\alpha^2 Z_\beta^2 e^6)}{c^4 \gamma_\alpha^2 \gamma_\beta^2} \left[\frac{Z_\alpha^2}{m_\alpha^2} \Phi_1 \left(\frac{\xi_\beta}{\gamma_\alpha^2} \right) + \frac{Z_\beta^2}{m_\beta^2} \Phi_1 \left(\frac{\xi_\alpha}{\gamma_\beta^2} \right) \right], \quad (5)$$

$$\frac{dQ_\omega^{(\perp)}}{d\omega} = \frac{8Z_\alpha^2 Z_\beta^2 e^6}{c^4} \left[\frac{Z_\alpha^2}{m_\alpha^2} \Phi_2 \left(\frac{\xi_\beta}{\gamma_\alpha^2} \right) + \frac{Z_\beta^2}{m_\beta^2} \Phi_2 \left(\frac{\xi_\alpha}{\gamma_\beta^2} \right) \right], \quad (6)$$

где $\xi_\eta = \omega/4\gamma_\eta c q_{\perp,0}$, $q_{\perp,0}$ — наибольшее значение q_\perp ,

$$\Phi_1(x) = \frac{1}{6} + x^2 \left[1 - \frac{1}{2} \ln(1+x^2) - x \operatorname{arctg} x^{-1} \right], \quad (7)$$

$$\Phi_2(x) = 2 \left(\frac{1}{3} - x^2 \right) \ln(1+x^2) + x \left(3 - \frac{10}{3} x^2 \right) \operatorname{arctg} x^{-1} + \frac{10}{3} x^2 - \frac{19}{9}. \quad (8)$$

На рисунке приводятся графические иллюстрации функций $\Phi_1(x)$ и $\Phi_2(x)$. Заметно, что интенсивность $dQ_\omega^{(\perp)}/d\omega$ с частотой меняется быстрее, чем интенсивность $dQ_\omega^{(1)}/d\omega$. В частности, из (5), (7) и (6), (8) следует, что при высоких частотах

$$\omega \gg \omega^* = \max \{ 4c\gamma_\alpha^2 \gamma_\beta^2 q_{\perp,0}, 4c\gamma_\beta^2 \gamma_\alpha^2 q_{\perp,0} \}, \quad (9)$$

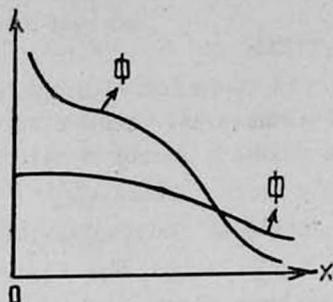
несмотря на возрастание интенсивностей с ростом энергий частиц, уровни этих интенсивностей исчезающе малы, так как при этом $dQ_\omega^{(1)}/d\omega \sim (\omega^*/\omega)^2$ и $dQ_\omega^{(\perp)}/d\omega \sim (\omega^*/\omega)^4$. Быстрый спад интенсивностей связан с тем,

что излучение в области частот (9) возникает при больших прицельных параметрах удара.

Рассмотрим теперь область частот

$$\omega \ll \min |4c\gamma_a^2 \gamma_\beta q_{\perp,0}, 4c\gamma_a \gamma_\beta^2 q_{\perp,0}|. \quad (10)$$

В этом пределе из (5)—(8) соответственно получаем



$$\frac{dQ_{\omega}^{(1)}}{d\omega} = \frac{8}{3} \frac{Z_a^2 Z_\beta^2 e^6}{c^4 \gamma_a^2 \gamma_\beta^2} \left(\frac{Z_a^2}{m_a^2} + \frac{Z_\beta^2}{m_\beta^2} \right), \quad (11)$$

$$\frac{dQ_{\omega}^{(\perp)}}{d\omega} = \frac{16}{3} \frac{Z_a^2 Z_\beta^2 e^6}{c^4} \left| \frac{Z_a^2}{m_a^2} \times \right. \\ \left. \times \left(\ln \frac{4q_{\perp,0} c \gamma_a^2 \gamma_\beta}{\omega} - \frac{19}{12} \right) + \alpha \mp \beta \right|. \quad (12)$$

Результат (11) соответствует наибольшему значению $dQ_{\omega}^{(1)}/d\omega$, не зависящему от ω и $q_{\perp,0}$ и сильно падающему с ростом энергий частиц. Выражение же (12) показывает, что в области частот (10) излучение каждым зарядом при подходящем выборе $q_{\perp,0}$ будет подчиняться закону Бете и Гайтлера. Таким образом, можно заключить, что в возбуждении ТИ быстрыми релятивистскими зарядами главную роль играет связанное с поперечными смещениями частиц излучение, формирующееся на соответствующей длине когерентности. Что касается связанного с продольными смещениями частиц излучения, то оно из-за релятивистских эффектов сильно подавлено.

3. Предположим, что быстрые заряды движутся навстречу друг другу вдоль сверхсильного магнитного поля, находясь на нулевом уровне Ландау. При этом в приближении, когда поперечные смещения зарядов предполагаются запрещенными, ТИ произойдет только за счет продольных смещений. Следовательно, согласно (11) излучение в рассматриваемом случае будет подавлено. Здесь уместно отметить, что в [5] в нерелятивистском квантовом пределе тоже доказана неприменимость закона Бете и Гайтлера к ТИ в сильном магнитном поле.

В заключение отметим, что эффект подавления ТИ может быть реализован в космических условиях, например, при столкновениях потоков электронов и позитронов больших энергий, направленных друг к другу вдоль сверхсильного магнитного поля пульсаров [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1969.
2. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. Атмосдат, М., 1973.
3. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1980.

4. Акопян А. В., Цытович В. Н. Физика плазмы, 1, 673 (1975).
 5. Ласкутов Ю. М., Скобелев В. В. Вестник МГУ, сер. Физика, астрономия, 16, 721 (1975).
 6. Бескин В. С., Гуревич А. В., Истомин Я. Н. УФН, 150, 257 (1986).

ԼԻՑԻԱԿԱՆԱԿԱՆ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ
 ԿՎԱԶԻԿԼԱՍԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա. Վ. ՀԱԿՈՔՅԱՆ

Կվազիկլասիկ մոտավորությանը ուսումնասիրվում է արագ մասնիկների երկայնական և զայնական շեղումների ազդեցությունը էլեկտրամագնիսական ալիքների արգելակչին ճառագայթման բնույթի վրա: Որոշված են ճառագայթման ինտենսիվության սպեկտրալ բաշխման բաղադրիչները՝ պայմանավորված լիցքերի արված շեղումներով:

ON THE QUASI-CLASSICAL THEORY OF BREMSSTRAHLUNG
 OF FAST CHARGED PARTICLES

A. V. HAKOPYAN

In the quasi-classical limit an approach to the investigation of electromagnetic wave bremsstrahlung has been developed, which allowed to analyze the dependence of radiation on projections of charges shifts at interactions. The components of spectral distribution of radiation due to longitudinal and transverse shifts of charges were obtained. It is shown, that in ultrarelativistic case the presence of external superstrong magnetic field leads to the suppression of bremsstrahlung.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 4, 207—211 (1988)

УДК 621.378.325

К ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНОГО ТОНКОСЛОЙНОГО
 УСИЛИТЕЛЯ

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 12 мая 1987 г.)

Приведены результаты исследования бистабильных явлений в тонкослойном квазиволноводном усилителе-генераторе при учете расстройки частоты усиливаемой волны от резонанса с активным переходом среды.

1. Теоретический анализ работы тонкослойного квазиволноводного усилителя-генератора выявил ряд практически интересных его свойств [1—4], некоторые из которых были исследованы экспериментально [3, 5, 6]. Одна из особенностей рассматриваемой системы состоит в возможности осуществления захвата пространственной моды квазиволновод-