

Альберт АЛЕКСАНИЯН  
д.ф.м.н., профессор АрГУ  
E-mail: [alalbert@inbox.ru](mailto:alalbert@inbox.ru)

## О ВОЗМОЖНОСТИ НАВЕДЕНИЯ ТОКА ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ТИПА В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

*В структуре с квантовыми точками рассматривается возможность наведения световым импульсом длительностью несколько фемтосекунд, тока джозефсоновского типа, который может служить источником излучения в терагерцевом и в более высоких диапазонах.*

**Ключевые слова:** импульс, солитон, частота Раби, инверсия, однополярный импульс, джозефсоновский ток, нелинейность.

*Այ. Ալեքսանյան*

### **ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐՈՎ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ ՋՈԶԵՖՍՈՆԻ ՏԻՊԻ ՀՈՍԱՆՔԻ ՄԱԿԱԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ**

Դիտարկվում է հնարավորությունը քվանտային կետերի կառուցվածքներում մի քանի ֆեմտավարկյան տևողությամբ լազերային իմպուլսի ազդեցությամբ Ջոզեֆսոնի տիպի հոսանքի մակացումը: Դա իր հերթին կարող է ծառայել որպես աղբյուր էլեկտրամագնիսական ճառագայթման տերահերցային և առավել բարձր տիրույթներում:

**Բանալի բառեր՝** իմպուլս, սոլիտոն, Ռաբիի հաճախությունը, ինվերսիա, միաբևեռ իմպուլս, Ջոզեֆսոնի հոսանք, ոչզձայնություն:

*Al.Aleksanyan*

### **ON THE POSSIBILITY OF INDUCTION OF A CURRENT OF THE JOSEPHSON TYPE IN STRUCTURES WITH QUANTUM DOTS**

*In the structure with quantum dots, the possibility of a light pulse of several femtoseconds duration, a current of Josephson type, which can serve as a source of radiation in the terahertz and in higher ranges, is considered.*

**Key words:** impulse, soliton, Rabi frequency, inversion, unipolar pulse, Josephson current, nonlinearity.

1. Развитие лазерных технологий фемтосекундного диапазона, генерация импульсов света тераваттной мощности [1] стимулировали в последние годы

значительный интерес к физике нелинейного взаимодействия излучения со средой и поставили совершенно новые задачи перед оптикой нелинейных сред. Принципиальной особенностью ультрокоротких импульсов является то, что их длительность меньше (УКИ) собственного характерного времени отклика среды, так что взаимодействие протекает заведомо в когерентном режиме. Традиционное приближение медленно меняющихся амплитуды и фазы поля становится неэффективным, адекватным является описание взаимодействия с использованием реальных напряженностей поля и реальной индуцируемой им поляризации [2].

2. В работе рассматривается возможность наблюдения тока джозефсоновского типа наведенный в структурах с полупроводниковыми квантовыми точками, при распространении импульсов света с длительностью в несколько фемтосекунд. Импульсы с такими параметрами распространяются в таких средах в особых условиях. Действительно, типичное значение времени  $\omega_0^{-1}$ , отвечающее частоте  $\omega_0$  перехода между внутризонными уровнями размерного квантования практически не превосходит  $10^{13} \text{с}^{-1}$ . Таким образом, для импульсов света с длительностью

$$\tau_p \omega_0 \ll 1 \quad (1)$$

Спектр импульса исходно содержит в себе бесконечный набор частотных компонент сравнимых по амплитуде и удовлетворяющих условию резонанса. Для описания динамики ансамбля квантовых точек в поле фемтосекундного светового импульса будем, следуя [3], пользоваться моделью двухуровневого нелинейного осциллятора.

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \omega_0^2 P = - \left( \frac{2\omega_0 |\mu_{12}|^2}{\hbar} \right) \mathcal{L} \mathcal{E} \cdot n \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \left( \frac{2}{\hbar \omega_0} \right) \mathcal{E} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \left( \frac{4\pi N}{c} \right) \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (4)$$

Здесь  $\mu$ -матричный элемент дипольного момента взятого между состояниями |1> и |2>,  $n = n_2 - n_1$ -разность населенностей состояний |1> и |2>,  $\mathcal{L}$ -поправочный коэффициент локального поля, в структурах КТ может принимать значения  $\sim 10^3$  [ ],  $\omega_0 = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$  -собственная частота поляризационного осциллятора,  $N$ -плотность КТ,  $\mathcal{E}(z, t) = E_0(z, t) \cos[(\omega_0 t - k_0 z + \varphi_0(z, t))]$ -напряженность поля в лазерном импульсе резонансно взаимодействующий с двухуровневой системой. В уравнениях (2) и (3) опущены релаксационные члены.

Согласно условию (1) из уравнения (2) можно исключить слагаемое  $\omega_0^2 P$ , тогда решение системы уравнений (2) и (3) интегрируются при любой форме поля  $\mathcal{E}(z, t)$ . В частности, индуцируемая полем плотность тока

$$j = N \frac{\partial P}{\partial t} = j_c \sin \psi, \quad (5)$$

волновое уравнение (4), не допускающее в рассматриваемом нелинейном случае укорочения, сводится к уравнению Синус-Гордона для фазы

$$\psi(t) = \frac{2\mu_{12}\mathcal{L}}{\hbar} \int_{-\infty}^t \mathcal{E} dt:$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -n_0 \frac{\Omega^2}{c^2} \sin \psi,$$

$$\Omega^2 = \frac{8\pi N \mu_{12}^2 \omega_0}{\hbar}, \quad c_0 = \frac{c}{\beta}, \quad n_0 = \mp 1 \quad (6)$$

где  $n_0$ -инверсия,  $\beta$ -показатель преломления среды квантовых точек.

Если измерить расстояние  $z$  в единицах  $(c_0/\Omega)$  и время  $t$  в единицах  $\Omega^{-1}$ , можем записать (6) в виде [4]

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \sin \psi. \quad (7)$$

Это очень важное уравнение широко используется в прикладной науке. Это уравнение имеет решения типа уединенной волны, так называемые солитонные решения, обладающие свойствами, характерными для частиц. Одно из наиболее удивительных свойств данных решений заключается в том, что два солитона выходят из столкновения неизменными, сохраняя прежними форму и скорость. Столкновение приводит лишь к их временной задержке.

Решения уравнения (7) зависящие от времени имеют вид бегущих волн

$$\psi = \psi(z - v_p t), \quad (8)$$

где  $v_p$ -скорость света в среде квантовых точек. Если записать аргумент (8) в виде  $\xi = z - v_p t$ , то

$$\frac{\partial}{\partial z} \rightarrow \frac{d}{d\xi} \text{ и } \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow v_p \frac{d}{d\xi}$$

и (7) примет вид известного уравнения маятника

$$\frac{d^2 \psi}{d\xi^2} = \frac{\sin \psi}{1 - v_p^2}.$$

Умножая на  $d\psi/d\xi$  и интегрируя, находим

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \left[ \frac{2(E - \cos \psi)}{1 - v_p^2} \right]^{1/2} \quad (9)$$

где  $E$ -константа интегрирования. Уравнение (9) имеет следующие два решения

$$\psi = 4 \tan^{-1} \left\{ \exp \left[ \mp \frac{z - v_p t}{\sqrt{1 - v_p^2}} \right] \right\}$$

при  $E = 1$  и  $|v_p| < 1$  и

$$\psi = 4 \tan^{-1} \left\{ \exp \left[ \frac{z - v_p t}{\sqrt{v_p^2 - 1}} \right] \right\}$$

при  $E = -1$  и  $|v_p| > 1$ .

Первое решение представляет собой одиночный “кинк”, т.е. солитонное решение. Это решение соответствует случаю, когда квантовые точки являются поглощающими ( $n_0 = -1$ ) и описывает однополярный  $2\pi$ -импульс:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z, t) &= \frac{\hbar}{\mu_{12} \tau_p} \operatorname{sech} \left( \frac{t - z/v_p}{\tau_p} \right), \\ \frac{1}{v_p^2} &= \frac{1}{c_0^2} (1 + \Omega^2 \tau_p^2). \end{aligned} \quad (10)$$

Необходимо отметить, что эквивалентное (1) можно написать в виде  $\mu_{12} \mathcal{E}_0 / \hbar \gg \omega_0$ , где  $\mathcal{E}_0 = \frac{\hbar}{\mu_{12} \tau_p}$  максимальное значение напряженности поля в импульсе. В случае монохроматической волны с амплитудой  $E_0$  и частотой  $\omega \approx \omega_0$  условие применимости (6) сводится к малости  $\omega_0$  по сравнению с частотой Раби  $\frac{\mu_{12} E_0}{\hbar}$ , что вполне достижимо в структурах с квантовыми точками.

3. Таким образом описание волновых процессов в терминах реальных полей открывает новые нелинейные эффекты в структурах с квантовыми точками. Их экспериментальное наблюдение вполне доступно учитывая последние достижения лазерных и нанотехнологий. Например, наведенный световым импульсом ток (5) в терагерцовом диапазоне требует потоков  $\sim 10^9 \div 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>

**Литература**

1. Ахманов С.А. и др. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., Наука, 1988.
2. Барона А., Патерно Дж.. Эффект джозефсона. М., Мир, 1984.
3. Беленов Э.М. и др. Письма ЖЭТФ 55, 223 (1992).
4. Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М., Мир 1972.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта SCS 16.10-006 Арцахской Республики.

Статья рекомендована к печати членом редакционной коллегии, д.ф.м.н. А.М. Хачатрянном.