

В ПОРЯДКЕ ДИСКУССИИ

УДК 621.371

Н.Д. КОЛПАКОВ, д-р техн. наук

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ

1. Введение

1.1. В настоящее время используется один энергоинформационный носитель в свободном пространстве — электромагнитные волны (ЭМВ), теоретически предсказанные 120 лет тому назад Максвеллом и 20 лет спустя экспериментально зарегистрированные Герцем. В результате человечество получило радиосвязь, телевидение, радиолокацию и многое другое. Однако некоторые наблюдаемые явления не могли быть объяснены на базе теории ЭМВ (биологическая связь, телепатия и др.), поэтому продолжались поиски других энергоносителей.

В Харьковском государственном техническом университете радиоэлектроники (ХТУРЭ) открыты поляризационные волны (Р-волны), которые, по-видимому, могут являться искомым энергоинформационным носителем [1,2,3].

1.2. Р-волны — резонансные возмущения внутренней структуры частиц материальных сред, их механизм заключается в передаче энергии резонансно возбужденных частиц соседям через поля связи.

1.3. Групповые скорости Р-волн могут существенно превышать скорости света. Ниже будет показано, что при этом противоречий с теорией относительности не возникает.

2. Р-волны в веществе

2.1. Рассмотрим механизм распространения Р-волн на примере цепочки одноэлектронных атомов. При переходе электрона из верхнего возбужденного состояния E_v в нижнее E_n энергия возбуждения соседу передается через диполь-дипольное взаимодействие. Механическая модель такой цепочки для случая, когда скорость распространения поля связи (в данном случае электромагнитного поля) много больше скорости Р-волн, представлена на рис.1, а уравнение движения при учете взаимодействия атома только с ближайшими соседями имеет вид

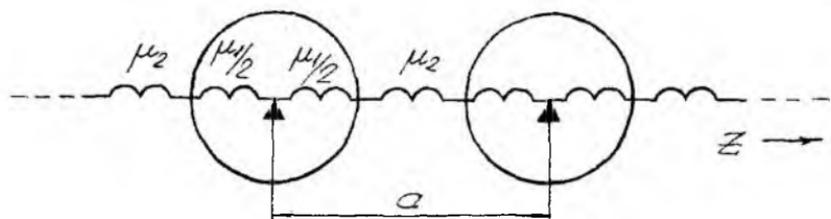


Рис.1

$$m q_n = -\mu_1 \left[q_n + k_{св} (q_{n-1} + q_{n+1}) \right] \quad (1)$$

где q_n — плечо диполя n -го атома, $\mu_1 = m\omega_{\Pi}^2$, $\omega_{\Pi} = (E_B - E_H) / \hbar$, m — масса электрона, $k_{св} = \mu_2 / \mu_1$.

2.2. При длине волны $\lambda \gg a$, переходя к континуальному описанию процессов распространения волн в цепочке, получаем

$$q_{n-1} + q_{n+1} \Rightarrow a^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} q(z) + 2q(z).$$

Тогда уравнение (1) преобразуется к виду

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{v_{эт}^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu_0^2 \right) \cdot q(z, t) = 0, \quad (2)$$

$$v_{эт}^2 = a^2 \omega_{\Pi}^2 k_{св}, \quad \mu_0^2 = 1/a^2 k_{св}.$$

2.3. Коэффициенты связи будут зависеть от направления осей диполей относительно направления распространения волны (оси Z , рис.2).

Получаем для продольных волн :

$$E_z(0) = \frac{2e}{\pi \epsilon_0 d_0^2}, \quad E_z(a) = \frac{8ad_0 e}{\pi \epsilon_0 (4a^2 + d_0^2)^2},$$

$$\text{для поперечных волн: } k_{св}^{\perp} = \left[1 + \left(\frac{2a}{d_0} \right)^2 \right]^{-3/2}.$$

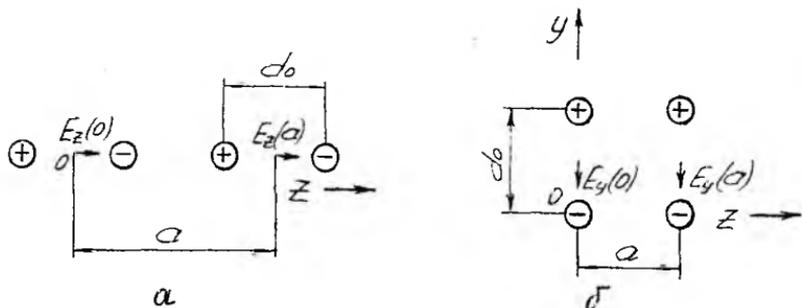


Рис.2

В случае плоской волны $k_{св} \sim 1$.

2.4. Решениями уравнения (1) являются бегущие волны с законом дисперсии

$$\omega_k^2 = v_{эТ}^2 (\mu_0^2 + k^2), \quad k = 2\pi n / (aN), \quad (3)$$

N — число атомов в цепочке, и с групповыми и фазовыми скоростями

$$v_{ГК} = v_{эТ} k / (\mu_0^2 + k^2)^{-1/2}, \quad v_{фк} = v_{эТ}^2 / v_{ГК}. \quad (4)$$

2.5. Описанные волны возбуждались и экспериментально регистрировались. Параметры их приведены ниже в п.4. Однако наибольший интерес представляют, P -волны в "свободном" пространстве (эфире).

3. P -волны в "свободном" пространстве (эфире)

3.1. Существование P -волн в "свободном" пространстве (эфире) с необходимостью следует из уравнения Максвелла для "свободного" пространства.

Действительно, из уравнения

$$\text{rot} \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}, \quad \vec{P} = \epsilon_0 \vec{E} \quad \text{— удельная электрическая}$$

поляризация "свободного" пространства,

следует, во-первых, что эфир — материальная среда, и, во-вторых, что эта материальная среда электрически поляризуема. А из рассмотренного выше механизма P -волн следует, что поляризуемость частиц эфира — основное условие существования P -волн.

3.2. Теория вакуума (эфира) как материальной среды разрабатывалась многими учеными (Максвелл, Томпсон, Лоренц, Мицкевич). Структура элементарных частиц при представлении эфира газоподобной средой рассматривалась В.А.Ацюковским [4]. "Элементарные" частицы представляются вихревыми образованиями из этой газоподобной среды — вращающимися тороидальными кольцами. На базе такого представления по известным опытным данным вычисляются параметры эфира (частицы эфира еще Демокритом названы амерами). Будем использовать этот подход.

3.3. Поскольку частицы эфира (амеры) обладают свойством поляризуемости, то между зарядами эквивалентного диполя существует, как минимум, электрическое поле, а это значит, что эфир содержит еще более тонкую компоненту, чем амеры, возбуждениями которой и является электрическое поле. Назовем частицы этой компоненты эфира америной.

3.4. Для определения частоты и скорости распространения Р-волн необходимо знать массу и заряды амеров и количество амеров в единице объема эфира.

Волнами связи между амерными диполями являются америнные звуковые волны. Необходимо, чтобы скорость этих волн была много больше групповой скорости Р-волн.

3.5. Плотность амерного газа можно определить из условия равновесия механической и электрической сил в вихревой модели протона (рис.3).

Скорость амерной среды, увлекаемой вращающимся кольцом амерного газа, $v = v_k \Gamma_{\Pi}^2 / r$.

Энергия поля скоростей при постоянной плотности амерного газа и энергия электрического поля протона

$$\mathcal{E}_v = \int_{v_0}^{\infty} \rho_A \frac{v^2}{2} dv = 2\pi\rho_A v_k^2 \Gamma_{\Pi}^2 \int_{\Pi}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = 2\pi\rho_A v_k^2 \Gamma_{\Pi}^3,$$

$$\mathcal{E}_e = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 \Gamma_{\Pi}}.$$

Из сопоставления этих энергий получаем

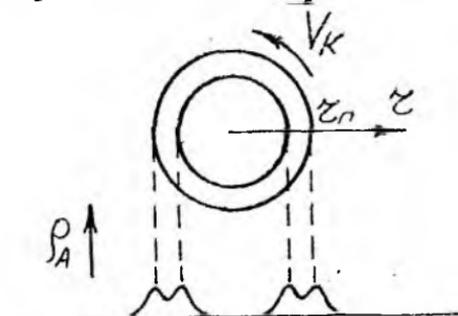


Рис.3

$$\rho_A(v_k S_{\Pi}) = \varepsilon_0(\epsilon / \varepsilon_0)^2, \quad S_{\Pi} = 4\pi r_{\Pi}^2, \quad \rho_A = \varepsilon_0. \quad (5)$$

3.6. Давление амерного газа P_A можно оценить через силы протон-нейтронного ядерного взаимодействия, считая, что эти силы уравниваются давлением амерного газа. Для ядра дейтерия при энергии взаимодействия 2.2 МэВ и при расстоянии, на котором сила убывает до приблизительно нулевого значения (1 Ферми), получаем:

$$F = \partial \mathcal{E} / \partial r \sim 4 \cdot 10^2 \text{ н.}$$

Следовательно, давление в эфире:

$$P_A = F / S_{\Pi} \sim 2 \cdot 10^{32} \text{ н м}^{-2}, \quad S_{\Pi} = \pi r_{\Pi}^2, \quad r_{\Pi} = 8 \cdot 10^{-16} \text{ м.} \quad (6)$$

r_{Π} — эффективный радиус нуклона.

3.7. Звуковая скорость в амерном газе

$$v_{зв}^A = \sqrt{\gamma P_A / \rho_A} \sim 5 \cdot 10^{21} \text{ м с}^{-1}, \quad 1,0 \leq \gamma \leq 1,4. \quad (7)$$

3.8. Динамическую вязкость (коэффициент внутреннего трения) эфира можно определить из уравнения Ньютона [5] применительно к пограничному слою между вращающимися оболочками в нейтроне (по вихревой концепции нейтрон - это тот же протон, электрический заряд в котором нейтрализован еще одной вихревой оболочкой).

$$\eta_A = (dF / dS)(dz / dv) \sim P_A \Delta z / \Delta v,$$

Δv — разность скоростей протонной и нейтронной оболочек,

Δz — толщина пограничного слоя между этими оболочками.

При зарядовом радиусе протона $r_{\Pi} = 1,4 \cdot 10^{-15} \text{ м}$, эффективном радиусе нейтрона $r_{\text{н}} = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ и $\Delta v \sim 2 \cdot 10^{21} \text{ м с}^{-1}$, получаем $\eta_A \sim 10^{-6} \text{ к м}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

3.9. Средняя длина свободного пробега амера

$$\bar{\lambda} = 3\eta_A / (\rho_A v_{ТА}) \approx 5 \cdot 10^{-17} \text{ м}, \quad v_A \sim 1,2 v_{зв}^A. \quad (8)$$

3.10. Диаметр амера можно определить из соотношения максимальной и минимальной плотностей эфира, наблюдаемых в природе. При условии, что основной компонентой плотности эфира является амерная, и приняв за максимальную плотность

протона (амеры лежат всюду плотно), а за минимальную — плотность свободного эфира, получаем

$$d_A = \bar{\lambda}(\rho_{\text{мин}} / \rho_{\text{мак}})^{1/3} \approx 10^{-26} \text{ м.}$$

3.11. Число амеров в единице свободного эфира $n_A = (\sqrt{2} \cdot \bar{\lambda} \sigma_A)^{-1} \sim 10^{68} \text{ м}^{-3}$.

3.12. Масса амера $m_A = \rho_A / n_A = \rho_{\text{мин}} / n_A \sim 10^{-73} \text{ к г.}$ (9)

3.13. Для определения дипольных амерных зарядов представим амер диполем Герца (рис.4) с зарядом $|Q| = \frac{|Q_{AO}|}{d_A} |\Delta z|$ и плечом $d_D = d_A$.

Учтем, что при критическом значении внешнего электрического поля $E_{\text{кр}}$ заряды амеров разъединяются (амер диссоциирует). В то же время $E_{\text{кр}}$ удерживает формирующиеся при этом пары электрон-позитрон на расстоянии $r_{\text{эфф}}$ (при меньшем значении этого расстояния пары аннигилируют). За величину $r_{\text{эфф}}$ можно обоснованно принять “классический” радиус электрона $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-15} \text{ м}$, который и определяется при представлении электрона заряженной сферой из условия равенства энергии этой сферы энергии электрона.

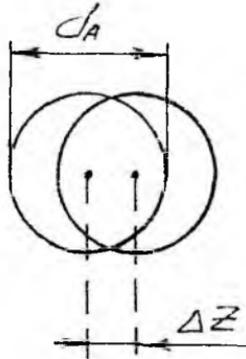


Рис.4

Получаем: $E_{\text{кр}} = e / (4\pi\epsilon_0 r_0^2) \text{ в м}^{-1}$.

Тогда $|Q_{AO}| = \epsilon_0 E_{\text{кр}} / (2d_A n_A) \sim 10^{-38} \text{ Кл.}$ (10)

3.14. Коэффициент $\mu_1 = \mu_{1A}$ в уравнении (1) будет равен

$$\mu_{1A} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_{A0}^2}{d_A^3} \sim 10^4, \text{ а собственная частота амерного диполя}$$

$$\omega_A = (\mu_{1A} / m_A)^{1/2} \sim 3 \cdot 10^{41} \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (11)$$

3.15. Как уже отмечалось в п.3.4, волнами связи являются америнные звуковые волны. Представляя амер сферическим излучателем америнных звуковых волн, получаем для коэффициента связи $k_{св}^A = d_A / a_A = 2 \cdot 10^{-4}$, $a_A = n_A^{-1/3} \sim 5 \cdot 10^{-22} \text{ м}$. (12)

3.16. Необходимые данные для оценки частоты и скорости распространения Р-волн в "свободном" пространстве, таким образом, имеются. Получаем

$$\omega_B \sim \omega_A = 3 \cdot 10^{41} \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (13)$$

$$v_B \sim v_{эт(в)} = a_A \omega_A k_{св}^{1/2} \sim 2,5 \cdot 10^{19} \text{ мс}^{-1} \quad (14)$$

В случае плоской волны $k_{св} \sim 1$.

$$\text{Тогда } v_B \cong 2 \cdot 10^{21} \text{ мс}^{-1}.$$

3.17. Необходимо также отметить, что вместе с америнными Р-волнами, скорости которых определяются соотношением (14), возбуждаются медленные компоненты Р-волн, волнами связи в которых являются ЭМВ. Скорости этих волн определяются соотношением

$$v_{вм} = c / \left(1 + \frac{c}{v_B}\right). \quad (15)$$

Поскольку $v_B \gg c$, то $v_{вм} \sim c$.

Назовем эти компоненты медленными, а компоненты, скорости которых определяются соотношениями (14), — быстрыми и будем обозначать $v_B = v_{вб}$.

4. Экспериментальное определение скорости Р-волн.

4.1. В веществе (кристаллах рубина и др.) Р-волны возбуждались на электронных оптических переходах импульсными лазерами (рис.5).

На противоположном торце кристалла часть энергии Р-волн через атомные диполи снова излучалась наружу в виде ЭМВ на той же

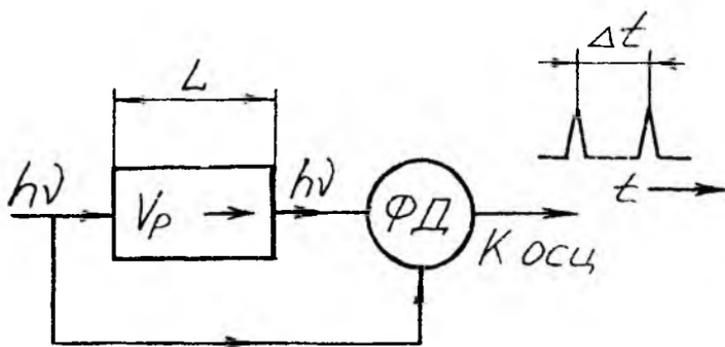


Рис.5

частоте. Эти сигналы подавались на фотодетектор. На тот же фотодетектор подавались сигналы непосредственно от лазера.

Скорость R-волн оценивалась по времени прохождения их через кристалл. Поскольку в этом случае $v_p \ll c$, то

$$v_p = L / \Delta t. \quad (16)$$

Измеренные скорости R-волн были близки к расчетным и для разных кристаллов составляли по величине от 80 до 120 мс^{-1} .

4.2. Для оценки скорости R-волн в свободном пространстве (эфире) использовался астрономический эффект профессора Н.А. Козырева [6]. Этот эффект заключается в том, что одна и та же звезда одновременно наблюдается под двумя углами θ (рис.6).

В качестве чувствительного элемента при наблюдениях использовался резистор, включенный в мост Уитстона. Специально с целью проверки достоверности этого эффекта эксперимент был повторен в Институте математики Сибирского отделения АН СССР [7].

Эффект Н.А. Козырева получает объяснение, если предположить, что звезда излучает быстрые с $v_{\text{вб}}$ и медленные $v_{\text{вм}}$ компоненты R-волн. Это предположение основывается на том, что эффект наблюдался и в том случае, когда вход телескопа закрывался листом алюминия

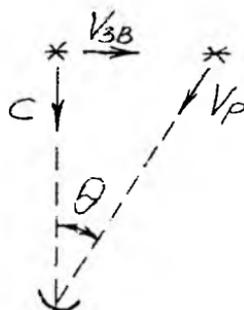


Рис.6

$$V_{вБ} = \frac{1}{\frac{1}{c} - \frac{\theta}{V_{зв}}} \quad (17)$$

В силу ошибок измерения θ и определения по таблицам $V_{зв}$ величины

$\theta / V_{зв}$ лежали вокруг точки $\frac{\theta}{V_{зв}} = \frac{1}{c}$, в которой $V_{вБ} = \infty$.

Малое число отсчетов $\frac{\theta}{V_{зв}}$ при большом разбросе их значений дает

основание только для качественной оценки величины $V_{вБ}$, т.е. что $V_{вБ} \gg c$, для количественной же оценки $V_{вБ}$ требуется большее число измерений.

5. Обсуждение полученных результатов

5.1. Полученные результаты показывают, что Р-волны — одна из форм резонансного возбуждения тонкой структуры материи — физического вакуума (эфира). Существование этих волн с необходимостью следует из уравнений Максвелла.

5.2. Одна из основных особенностей Р-волн — распространение со скоростями, существенно превышающими световые, не противоречит теории относительности. Дело в том, что ограничение скоростей относится к материи и в форме вещества, т. е. к материи, состоящей из заряженных частиц (“нейтральные” атомы состоят из заряженных частиц противоположного знака). В механизме Р-волн сверхсветовые скорости имеют только истинно нейтральные частицы.

5.3. Характеристики Р-волн (сверхсветовые скорости и частоты, большие проникающие способности, материальная структурность) предрекают им большое будущее в науке, технике и медицине, особенно в психофизике.

Список литературы: 1. *Котляков Н.Д.* Волны суперпозиционных состояний атомных электронов. Деп. ГНТБ Украины 10.01.94. N58. 2. *Котляков Н.Д.* Поляризационные волны в материальных средах. Тезисы докладов на 2-й Межд. конф. “Теория и техника передачи, приема и обработки информации”. Харьков-Туапсе, 1996. 3. *Kotlyakov N.D., Kotlyakova L.N.* Polarization waves - psychophysical information medium // Материалы 3-й Междунар. конференции “Физические явления твердого тела”. 21-23 янв. 1997. Харьков: ХГУ, 1997. 4. *Ароковский В.А.* Общая эфиродинамика. М. Энергоиздат, 1990. 5. *Яворский Б.М., Деллаф А.А.* Справочник по физике. ГИФМЛ, М, 1963. 6. *Козырев Н.А., Насонов В.В.* О некоторых свойствах времени, обнаруженных посредством астрономических наблюдений. Проявление космических факторов на Земле и звездах. М: Изд-во Всесоюз. астрономо-

УДК 621.373.8

В.М. ВАНЦАН, канд. физ.-мат. наук, *А.Г. ПАЩЕНКО*

К РЕШЕНИЮ КВАНТОМЕХАНИЧЕСКИХ СКОРОСТНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

В ранних работах отечественных и зарубежных ученых для расчета параметров и характеристик полупроводниковых инжекционных лазеров использовались упрощенные математические модели, основанные на применении общих положений теории полупроводников и скоростных балансных уравнений, которые оказались наиболее эффективными при рассмотрении многих явлений, протекающих в лазере.

Чтобы проанализировать работу лазера, необходимо как можно полнее промоделировать динамику его возбуждения. При этом уравнение, описывающее изменение концентрации электронов на некотором энергетическом уровне a со временем может быть записано так [1]:

$$\frac{dn_a}{dt} = R_{нака} - \gamma_{спонт,a} - ig_{вынужд} \langle P \rangle_{ab} E^* + \left(\frac{\partial n_a}{\partial t} \right)_{столк}, \quad (1)$$