

ISSN 0002-3035

ՓԻԶԻԿԱ · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ  
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ  
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS  
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

41, N3, 2006

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ  
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ  
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ԾՈՄ

**41**

**№ 3**

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2006



Журнал издается с 1966 г.  
Выходит 6 раз в год  
на русском и английском языках

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор  
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора  
А. А. Ахумян  
Г. А. Вартапетян  
Э. М. Казарян  
А. О. Меликян  
А. Р. Мкртчян  
Д. Г. Саркисян  
Ю. С. Чилингарян  
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

#### ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր  
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ  
Ա. Ա. Հախումյան  
Հ. Հ. Վարդապետյան  
Է. Մ. Ղազարյան  
Ա. Հ. Մելիքյան  
Ա. Ռ. Մկրտչյան  
Գ. Հ. Սարգսյան  
Յու. Ս. Չիլինգարյան  
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

#### EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief  
E. G. Sharoyan, associate editor  
A. A. Hakhumyan  
H. H. Vartapetian  
E. M. Ghazaryan  
A. O. Melikyan  
A. R. Mkrtchyan  
D. H. Sarkisyan  
Yu. S. Chilingaryan  
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,  
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,  
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,  
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

УДК 537.86

## ИЗЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦЫ, ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПО НЕЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОРБИТЕ ВОКРУГ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА

Л.Ш. ГРИГОРЯН, Г.Ф. ХАЧАТРЯН, С.Р. АРЗУМАНЯН, М.Л. ГРИГОРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 24 января 2006 г.)

Рассчитана интенсивность излучения релятивистской заряженной частицы, равномерно вращающейся по неэкваториальной орбите вокруг диэлектрического шара, как функция расстояния  $z$  от плоскости орбиты до центра шара. Учтены явление дисперсии и диэлектрические потери энергии внутри шара. Показано, что при значениях  $z$ , не превышающих 10% радиуса орбиты, излучение частицы на 8-ой гармонике может быть во много раз более интенсивным, чем при том же вращении в сплошном бесконечном (и прозрачном) диэлектрике. Аналогичная ситуация возможна и для других гармоник при определенных значениях параметров системы.

### 1. Постановка задачи

Уникальные характеристики синхротронного излучения (СИ), а также многообразие важных практических приложений, мотивируют необходимость поиска механизмов управления параметрами СИ. Данная работа посвящена этой тематике и является продолжением исследований, инициированных работами [1,2]. В ней определены условия, при которых воздействие вещества (диэлектрический шар) на СИ релятивистской заряженной частицы максимально. Как известно [3], воздействие вещества является определяющим для ряда электромагнитных процессов.

Итак, рассмотрим релятивистскую заряженную частицу (напр., электрон), которая в магнитном поле равномерно вращается вокруг диэлектрического шара. Мы ограничимся рассмотрением наипростейшего случая, когда за пределами шара пустое пространство. В соответствии с этим диэлектрическая проницаемость среды имеет вид

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_b + (1 - \varepsilon_b)\Theta(r - r_b), \quad (1)$$

где  $r_b$  – радиус шара,  $\varepsilon_b$  – диэлектрическая проницаемость вещества шара (вообще говоря, комплексная величина), а  $\Theta(\tau)$  – ступенчатая функция Хевисайда. Магнитную проницаемость вещества шара считаем равной 1. Начало сферической системы координат  $r, \theta, \varphi$  расположено в центре шара. Мы будем полагать, что расстояние

$$z = r_0 \cos \theta_0 \quad (2)$$

от плоскости орбиты частицы до центра шара (вообще говоря) отлично от нуля. В (2)  $r_0$  – расстояние частицы от центра шара, а  $\pi/2 - \theta_0$  – склонение орбиты частицы. Плотность электрического тока

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{qv\mathbf{e}_\varphi}{r_0^2 \sin \theta_0} \delta(r - r_0) \delta(\theta - \theta_0) \delta(\varphi - \omega_0 t), \quad (3)$$

где  $q$  и  $v = r_q \omega_0$  – заряд и линейная скорость частицы, а

$$r_q = r_0 \sin \theta_0 \quad (4)$$

– радиус ее орбиты ( $r_q > r_b$ ).

Вращение частицы сопровождается излучением на дискретных частотах (гармониках)

$$\omega_k = k\omega_0, \quad k = 1; 2; 3... \quad (5)$$

и диэлектрическими потерями энергии переменного электромагнитного поля внутри шара. Равномерное вращение возможно только, если торможение частицы, вызванное указанными процессами, компенсируется действием сторонней силы (например, электрической).

Удобно ввести в рассмотрение безразмерную величину

$$w_k / \hbar \omega_k \equiv n_k, \quad (6)$$

где  $w_k$  – энергия, излучаемая на частоте  $\omega_k$  за один период вращения частицы, а  $\hbar \omega_k$  – энергия кванта соответствующей электромагнитной волны. В результате полная энергия  $W_T$ , излучаемая за время  $T = 2\pi / \omega_0$ , будет определяться равенством

$$W_T = \sum_{k=1}^{\infty} n_k \hbar \omega_k. \quad (7)$$

Нами найдены решения уравнений Максвелла для  $\varepsilon(r)$  и  $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ , определяемых равенствами (1) и (3). С их помощью рассчитано число квантов  $n_k = n_k(r_q / r_b, z / r_q, v, \varepsilon_b)$ , генерируемых вращающейся частицей, и найдены те значения параметров системы  $r_q / r_b$  и  $z / r_q$ , при которых  $n_k$  максимально (при заданных  $k, v$  и  $\varepsilon_b$ ).

## 2. Конечные формулы

Приведем конечную формулу для числа квантов, испускаемых релятивистской частицей на частоте  $k\omega_0$  за один период ее вращения вокруг диэлектрического шара:

$$n_k(\text{ball}) = n_q \sum_{l=k}^{\infty} \frac{8\pi}{l(l+1)} \left( k \left| \frac{b_{lk}(E)}{2l+1} Y_{lk}(\theta_0, 0) \right|^2 + \frac{1}{k} \left| b_{lk}(H) \sin \theta_0 \frac{\partial}{\partial \theta_0} Y_{lk}(\theta_0, 0) \right|^2 \right). \quad (8)$$

Здесь  $n_q = 2\pi q^2 / \hbar c \cong 0.0459$  (для электрона),  $Y_{lk}(\theta, \varphi)$  – шаровые функции, а

$$\begin{aligned} b_{lk}(H) &= i\alpha u [j_l(\alpha u) - h_{\underline{l}}(\alpha u) \{j_l(u_b); j_l(u)\}], \\ b_{lk}(E) &= (l+1)b_{l-1,k}(H) - lb_{l+1/k}(H) + \\ &+ (1 - \varepsilon_b) [j_{\underline{l-1}}(u_b) + j_{\underline{l+1}}(u_b)] [h_{\underline{l-1}}(\alpha u) + h_{\underline{l+1}}(\alpha u)] \frac{l(l+1)\alpha u_b j_l(u_b)}{l\gamma_{l-1}^l + (l+1)\gamma_{l+1}^l} \end{aligned} \quad (9)$$

– безразмерные величины, описывающие вклады соответственно мультиполей магнитного ( $H$ ) и электрического ( $E$ ) типов, зависящие от  $v$ ,  $z/r_q = \text{ctg } \theta_0$ ,  $r_q/r_b$  и  $\varepsilon_b$ . В (9) введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{r_q}{r_b \sin \theta_0}, \quad u = k \frac{r_b v}{r_q c}, \quad u_b = k \frac{r_b v}{r_q c} \sqrt{\varepsilon_b}, \\ f_l(\tau) &\equiv f_l(\tau) / \{j_l(u_b); h_l(u)\}, \\ \{a_l(u_b); b_l(u)\} &\equiv u_b a_{l+1}(u_b) b_l(u) - a_l(u_b) u b_{l+1}(u), \\ \gamma'_v &\equiv \frac{\varepsilon_b j_v(u_b) u h_l(u) - u_b j_l(u_b) h_v(u)}{j_v(u_b) u h_l(u) - u_b j_l(u_b) h_v(u)}, \end{aligned} \quad (10)$$

$h_l(\tau) = j_l(\tau) + i n_l(\tau)$ , где  $j_l(\tau)$  и  $n_l(\tau)$  – сферические функции Бесселя и Неймана, соответственно. Напомним, что вне шара вакуум, а  $r_q > r_b$ . Формулу (8) можно вывести из результатов работ [1,2] после несложных, но трудоемких расчетов.

Задача об излучении заряженной частицы, равномерно вращающейся по экваториальной орбите ( $z=0$ ) диэлектрического шара, была решена в [4-6]. Выведенная в [4] формула для интенсивности излучения частицы получается из (8) подстановкой  $z=0$  ( $\theta_0 = \pi/2$ ).

При отсутствии шара ( $\varepsilon_b = 1$ )

$$b_{lk}(H) = i \alpha u j_l(\alpha u), \quad b_{lk}(E) = i(2l+1)[\alpha u j'_l(\alpha u) + j_l(\alpha u)], \quad (11)$$

и поэтому  $n_k$  не зависит от  $r_b$ . Естественно, в этом случае результат суммирования в (8) не должен зависеть также от  $z = r_0 \cos \theta_0$ . Численные расчеты подтверждают этот вывод и приводят к равенству

$$n_k(\text{ball}; \varepsilon_b = 1) = n_k(\text{vac}), \quad (12)$$

где  $n_k(\text{vac})$  – известное выражение (см., напр., [7]) для числа квантов синхротронного излучения (при вращении частицы в пустом пространстве).

Сила, вынуждающая частицу двигаться по заданной траектории, совершает работу против тормозящей силы, с которой окружающее частицу переменное электромагнитное поле действует на эту частицу. За время  $T$  совершается работа

$$- \int_0^T dt \int \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} dt \equiv A_T, \quad (13)$$

где  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  – переменная часть напряженности электрического поля.

Используя результаты работ [1,2], можно вывести следующую формулу:

$$A_T = \sum_{k=1}^{\infty} N_k \hbar \omega_k \quad (14)$$

для работы внешней силы, вынуждающей частицу равномерно вращаться вокруг диэлектрического шара. Здесь

$$N_k(\text{ball}) = n_q \sum_{l=k}^{\infty} \frac{8\pi}{l(l+1)} \left( \frac{k}{2l+1} [\alpha u h_{l-1}(\alpha u) - l h_l(\alpha u)] b_{lk}(E) Y_{lk}^2(\theta_0, 0) + \right. \\ \left. + \frac{v}{c} h_l(\alpha u) b_{lk}(H) \sin \theta_0 \left[ \frac{\partial}{\partial \theta_0} Y_{lk}(\theta_0, 0) \right]^2 \right). \quad (15)$$

Эта работа расходуется на излучение частицы и диэлектрические потери энергии:

$$A_T = W_T + W_T^*. \quad (16)$$

Подставив сюда (7) и (14), получим

$$W_T^* = \sum_{k=1}^{\infty} \hbar \omega_k (N_k - n_k). \quad (17)$$

Безразмерная величина  $N_k - n_k$  характеризует диэлектрические потери внутри шара, приходящиеся на частоту  $k\omega_0$ .

### 3. Результаты численных расчетов

Рассмотрим излучение, генерируемое электроном на некоторой гармонике  $\omega_k = k\omega_0$ , например, при  $k = 8$ .

На рис.1 вдоль оси ординат отложено число  $n_8$  испускаемых фотонов, а вдоль оси абсцисс – отношение  $z/r_q = \text{ctg} \theta_0$  расстояния  $z$  от центра шара до плоскости орбиты к радиусу  $r_q$  орбиты электрона. Расчеты проводились по формуле (8) для шара, сделанного из плавного кварца. Учитывались явление дисперсии и диэлектрические потери энергии переменного электромагнитного поля внутри вещества шара:

$$\varepsilon_b = \varepsilon'_b(\omega) + i\varepsilon''_b(\omega). \quad (18)$$

Волнистая пунктирная линия на рис.1 – график безразмерной величины  $N_k - n_k$  (для случая  $k = 8$ ). При этом

$$E_q = 2 \text{ МэВ}, \quad r_q = 3.69 \text{ см}, \quad r_b = r_q / 1.0189 \cong 3.62 \text{ см}. \quad (19)$$

Выбранным значениям  $E_q$  и  $r_q$  на 8-ой гармонике соответствует излучение на частоте  $\omega_8 / 2\pi = 10^{10}$  Гц с длиной волны  $\lambda_8 = 3$  см в вакууме. Для плавного кварца на этой частоте  $\varepsilon'_b(\omega_8) = 3.78$ , а тангенс угла диэлектрических потерь  $\varepsilon''_b(\omega_8) / \varepsilon'_b(\omega_8) = 0.0001$  [8,9]. Значение  $r_b$  в (19) заимствовано из [5,6] и соответствует максимуму воздействия шара на излучение при вращении частицы в экваториальной плоскости шара ( $z = 0$ ).

$$n_8(z/r_q)$$

$$n_8(z/r_q)$$

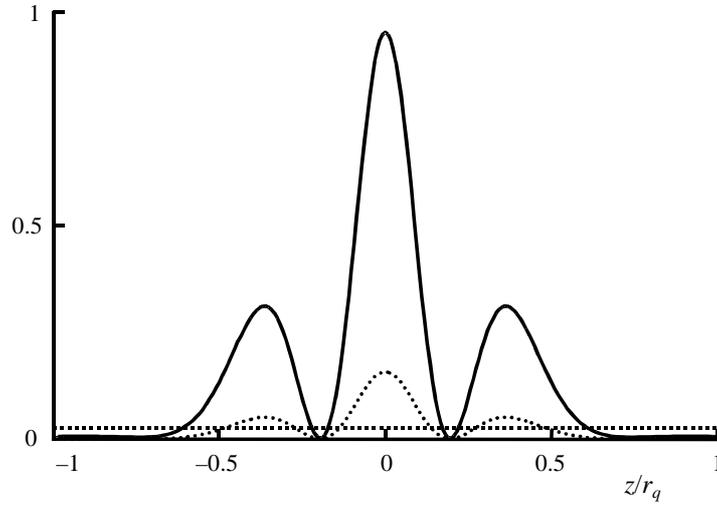


Рис.1. Число  $n_k$  квантов электромагнитного поля, генерируемых в течение одного оборота электрона вокруг диэлектрического шара, в зависимости от отношения расстояния  $z$  плоскости орбиты до центра шара к радиусу  $r_q$  орбиты частицы. Энергия электрона  $E_q = 2$  МэВ, радиус его орбиты  $r_q = 3.69$  см, номер излучаемой гармоники  $k = 8$ . Учтены диэлектрические потери энергии внутри шара (плавненный кварц), радиус шара  $r_b = 3.62$  см.

В сплошной, бесконечной и не поглощающей среде с  $\varepsilon = 3.78$  электрон, вращающийся с теми же  $E_q$  и  $r_q$ , на 8-ой гармонике испускал бы  $0.0274 = n_8(\infty) \sim n_q$  фотонов [10] (горизонтальная пунктирная прямая на рис.1). Если бы электрон не вращался, а с энергией  $E_q = 2$  МэВ поступательно перемещался в той же бесконечной среде, то в течение времени  $T$  в узком диапазоне частот  $\Delta\omega = \omega_0$  испускал бы

$$n_{\Delta\omega}(\infty) = (v/c - c/v\varepsilon)n_q \cong 0.0318 \quad (20)$$

фотонов [10]. Таким образом, получаем  $n_{\Delta\omega}(\infty) \sim n_8(\infty)$ . При отсутствии шара  $n_8(\text{vac}) \cong 0.00475 \ll n_8(\infty)$ .

Согласно данным, приведенным на рис.1,  $n_8(z/r_q) \sim n_8(\text{vac})$  для  $z/r_q$  вне интервала  $-0,7 < z/r_q < 0,7$ . Внутри этого интервала  $n_8(z/r_q)$  значительно больше  $n_8(\infty)$  в окрестности каждого из трех максимумов. Более того,

$$n_8(\text{ball}) \gg n_8(\infty) \quad (21)$$

для электрона на любой из орбит с

$$|z| \leq 0,1r_q \approx 3.7 \text{ мм.} \quad (22)$$

Например, для «центральной» орбиты

$$n_8(\text{ball}; z = 0) / n_8(\infty) \cong 35, \quad n_8(\text{ball}; z = 0) \cong 0.97, \quad (23)$$

а расстояние вращающегося электрона от поверхности шара  $r_q - r_b = 0.7$  мм.

Аналогичные результаты получаются для ряда значений  $k \gg 1$ . Нами были проведены численные расчеты также для электронов с  $1 \leq E_q \leq 5$  МэВ и диэлектриков с  $1 \leq \epsilon'_b \leq 5$  и  $\epsilon''_b / \epsilon'_b \ll 1$ . Полученные результаты аналогичны (21) и (23).

#### 4. Заключение

В работе рассчитана интенсивность излучения релятивистской заряженной частицы, равномерно вращающейся вокруг диэлектрического шара, как функция расстояния  $z$  от плоскости орбиты до центра шара (ранее был исследован случай  $z = 0$  [4-6]). Учтены явление дисперсии и диэлектрические потери энергии внутри вещества шара. Из-за наличия шара наряду с синхротронным излучением частица может генерировать также черенковское излучение. Его появление связано с тем обстоятельством, что связанное с частицей поле частично проникает внутрь шара и вращается вместе с частицей. При небольшом удалении релятивистской частицы от поверхности шара ( $r_q \approx r_b$ ) скорость перемещения связанного поля может оказаться больше фазовой скорости света внутри вещества шара, и тогда внутри шара должно рождаться черенковское излучение (более детально см. [6]).

Исследованы особенности результирующего излучения на различных гармониках  $\omega_k$ , связанные с воздействием шара. Показано, что в случае слабого поглощения ( $\epsilon''_b \ll \epsilon'_b$ ) на некоторых гармониках  $\omega_k$  с  $k \gg 1$  в течение одного оборота частица (электрон) может генерировать  $n_k \approx 1$  квантов электромагнитного поля (см. (23)). Это значение более чем в 30 раз превышает аналогичное значение  $n_k$  для электрона, вращающегося в сплошной, бесконечной и прозрачной среде с диэлектрической проницаемостью, равной реальной части  $\epsilon'_b$  диэлектрической проницаемости вещества шара. При заданной частоте вращения частицы ( $\omega_0 = 2\pi v / r_q$ ) подобное излучение возможно только при определенных значениях отношения радиусов орбиты частицы и шара (см. (19)) и малом склонении орбиты частицы ( $z / r_q \ll 1$ , см. (22)).

Авторы благодарны академику А.Р.Мкртчяну за интерес к работе и поддержку, а также А.А.Сааряну и А.С.Котанджян за ценные обсуждения. Работа выполнена в рамках гранта <sup>1</sup>0063 Министерства образования и науки РА.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.Р.Арзумян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян. Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 99 (1995).
2. С.Р.Арзумян, Л.Ш.Григорян, А.А.Саарян, Х.В.Котанджян. Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 106 (1995).
3. P.Rullhusen, X.Artru, P.Dhez. Novel radiation sources using relativistic electrons. Singapore, World Scientific, 1998.
4. Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзумян. Изв. НАН Армении, Физика, **33**, 267 (1998).
5. М.Л.Григорян. Тезисы докладов V Национальной конференции РСНЭ НАНО-05, Москва, 14-19

ноября 2005г., с.302; Intense radiation from a relativistic electron rotating about a dielectric ball, hep-th/0512080.

6. **L.Sh.Grigoryan, H.F.Khachatryan, S.R.Arzumanyan, M.L.Grigoryan.** Talk at the Int. workshop on Relativistic channeling and coherent phenomena in strong fields, Frascati, Italy, 25-28 July 2005; High-power Cherenkov radiation from a relativistic particle rotating around a dielectric ball, hep-th/0512106.
7. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Теория поля. М., Наука, 1973.
8. **Дж.К. Саусворт.** Принципы и применения волновой передачи. М., Советское радио, 1955.
9. **Е.М.Воронкова, Б.Н.Гречушников, Г.И.Дистлер, И.П.Петров.** Оптические материалы для инфракрасной техники. М., Наука, 1965.
10. **В.П.Зрелов.** Излучение Вавилова-Черенкова. М., Атомиздат, 1968.

ՂԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԳՆՂԻ ՇՈՒՐՋՈՂ, ՈՉ ՀԱՍԱՐԱԿԱԾԱՅԻՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ  
ՊՏՏՎՈՂ ՄԱՍՆԻԿԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Լ.Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Հ.Ֆ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ս.Ր. ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, Մ.Լ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Հաշվարկված է դիէլեկտրական գնդի շուրջը, նրա ոչ հասարակածային հարթության մեջ հավասարաչափ պտտվող ռելյատիվիստական լիցքավորված մասնիկի ճառագայթման ինտենսիվությունը կախված գնդի կենտրոնից պտտման հարթության  $z$  հեռավորությունից: Հաշվի են առնված դիսպերսիայի և էներգիայի դիէլեկտրական կորուստները գնդի ներսում: Ցույց է տրված, որ երբ  $z$ -ը չի գերազանցում գնդի շառավղի 10%-ը 8-րդ հարմոնիկայի վրա մասնիկը ճառագայթում է բազմաթիվ անգամ առավել ինտենսիվ, քան անվերջ, հոծ և թափանցիկ դիէլեկտրիկում նույնատիպ պտտման դեպքում:

RADIATION FROM A PARTICLE ROTATING ALONG A NOT EQUATORIAL ORBIT OF  
A DIELECTRIC BALL

L.SH. GRIGORYAN, H.F. KHACHATRYAN, S.R. ARZUMANYAN, M.L. GRIGORYAN

The intensity of radiation from a relativistic charged particle uniformly rotating along a not equatorial orbit of a dielectric ball versus of the distance  $z$  from the orbit plane to the ball center is calculated. The dispersion and dielectric losses of energy inside the ball are taken into account. It is shown that for orbits with  $z$  not more than 10% of the orbit radius the radiation from the particle at 8th harmonic may be many times more intensive than that from the particle rotating in an infinite homogeneous (and transparent) dielectric. Similar situation for other harmonics is also possible at certain values of the system parameters.

УДК 621.384

## РАЗВЕРТКА УЛЬТРАКОРОТКОГО ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА В ПОЛЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Э.Д. ГАЗАЗЯН, Д.К. КАЛАНТАРЯН, М.А. ХОДЖОЯН

Ереванский физический институт им. А.И.Алиханяна

(Поступила в редакцию 25 января 2006 г.)

Предложена и обоснована схема развертки сверхкороткого электронного сгустка до размеров, доступных наблюдению, в поле линейно-поляризованной монохроматической электромагнитной волны. Разработан алгоритм восстановления истинного распределения заряда в сгустке по данным отображения на экране, полученным после развертки.

### 1. Введение

Проблема определения параметров электронного сгустка обсуждалась в работах [1-3], где была разработана методика измерения длины электронного сгустка по его переходному излучению, возникающему при пересечении им наклонно расположенной идеально-проводящей пластины. Однако применимость этой методики была существенно ограничена сложностью получения точных данных по переходному излучению сгустка и, кроме того, она позволяла получать данные лишь о длине сгустка. Помимо этого, возникала также проблема определения и учета длины формирования переходного излучения. В серии работ [4-7] развита методика, основанная на измерении отклонения электронов сгустка при их взаимодействии с высокочастотной электромагнитной волной. В этих работах предложена схема определения длины короткого электронного сгустка, пролетающего через систему, состоящую из двух резонаторов (streak camera), в которых возбуждены электромагнитные колебания, смещенные по фазе на  $\pi/2$ . В результате получается развертка электронного сгустка в виде дуги окружности, позволяющая судить о длине сгустка.

Заметим, что перечисленные методы неприменимы для случаев сверхкоротких электронных сгустков (длительностью порядка доли пикосекунды и фемтосекунды). Между тем, разрабатываемые в настоящее время проекты ЛСЭ и линейных коллайдеров требуют формирования электронных пучков высокой яркости, сгруппированных в сгустки с длительностью порядка 100 фемтосекунд. В работах [8-10] нами исследовалось поведение электрона в поле плоской электромагнитной волны, ограниченной двумя зеркалами, образующими область взаимодействия электрона (электронного сгустка) и поля лазера и, задавшись гамильтонианом системы электромагнитное поле–электрон, были получены и решены уравнения движения электрона.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей схемы развертки сверхкороткого электронного сгустка в поле монохроматической линейно-поляризованной волны (луч лазера). Цель работы – разработка требований, предъявляемых к схеме измерения для получения достоверных сведений о распределении заряда в сгустке, обеспечивая при этом однозначность результатов измерений. Эта цель достигается разверткой ультракороткого сгустка до величин, доступных наблюдению, и основывается на разработанных ниже алгоритмах, позволяющих путем математического моделирования процесса развертки электронного сгустка получить его изображение на экране наблюдения. Последующий анализ распределения заряда в сгустке в его изображении на экране и дальнейшее восстановление первоначального распределения с помощью разработанного алгоритма позволяют судить о первоначальном распределении заряда в сгустке и о размерах сгустка, если выполнены требования, позволяющие получить однозначные результаты. Показывается, что обеспечение таких требований является вполне реальной задачей.

## 2. Схема измерений и основные соотношения

Пусть электронный сгусток некоторой длины (поперечным размером при этом мы не интересуемся, предполагая его намного меньше длины сгустка, а распределение заряда по сечению сгустка – однородным), двигаясь вдоль оси  $x$ , пересекает первое зеркало  $M_1$  (см. рис.1, а также [8-10]), установленное под углом  $45^\circ$  к этой оси, и в том же направлении распространяется луч лазера, отраженный от первого зеркала.

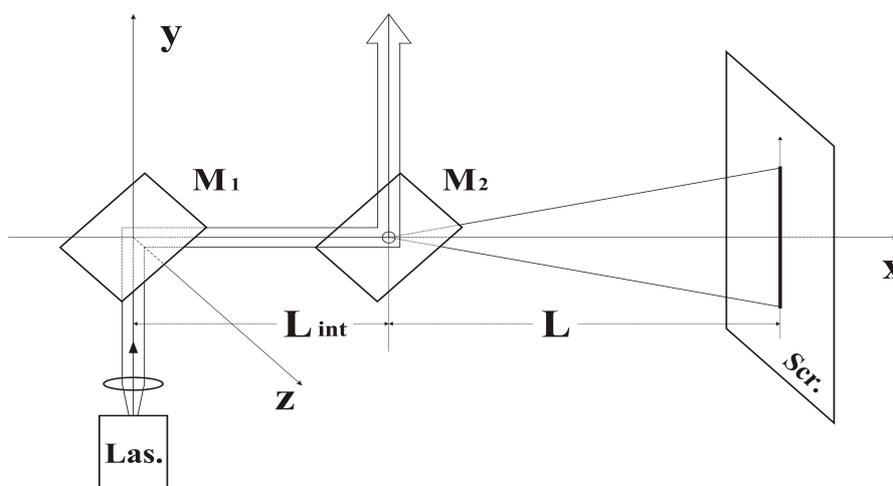


Рис.1. Схема измерений.

Второе зеркало  $M_2$  установлено на расстоянии  $L_{int}$  от него, при этом возможные эффекты влияния конечной величины поперечного сечения сгустка компенсируются параллельным расположением зеркал. Электромагнитная волна предполагается поляризованной вдоль оси  $y$ .

$$E_y = H_z = E_0 \cos(kx - \omega t + \varphi_0). \quad (1)$$

На расстоянии  $L$  от второго зеркала установлен экран, на котором наблюдается изображение развернутого сгустка. Величину этого изображения можно регулировать, меняя величину  $L$ .

В работе [2] было получено следующее выражение для координаты некоторого электрона  $y_2$  на экране, имевшего фазу  $\varphi_0$  относительно фазы электромагнитного поля в начале взаимодействия, т.е. в момент его вылета из зеркала, которое мы представим в виде

$$y_2 = \frac{2eE_0L \sin \frac{\eta_1}{2} \cos\left(\frac{\eta_1}{2} + \varphi_0\right)}{\omega \left( p_{x0} + \frac{4Be^2E_0^2 \sin^2 \frac{\eta_1}{2} \cos^2\left(\frac{\eta_1}{2} + \varphi_0\right)}{\omega^2} \right)}. \quad (2)$$

В (2)  $\eta_1 = \omega\tau_{tr} - kL_{\text{int}}$  есть пространственно-временной интервал между двумя зеркалами,  $\tau_{tr}$  – время пролета электрона между двумя зеркалами,  $p_{x0}$  – начальный импульс электрона в момент его вылета из первого зеркала, и  $B = (\sqrt{m^2c^2 + p_{x0}^2} + p_{x0})/2m^2c^2 = 1/2m_0c\{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}\}$ . В отличие от случая круговой поляризации (см. [10]), когда отображение сгустка на экране представляется в виде дуги окружности, в случае линейной поляризации волны развертка сгустка осуществляется вдоль линии (оси  $y$ , лежащей в плоскости поляризации). В первом случае, меняя расстояние до экрана  $L$ , можно изменить длину дуги окружности так, чтобы изображение всего сгустка целиком уместилось на ней, обеспечив тем самым однозначную связь между частицами сгустка и их отображениями на экране. Во втором случае, несмотря на существенно большие углы отклонения электронов при их взаимодействии с линейно-поляризованной электромагнитной волной, в силу осциллирующего характера этих отклонений может произойти наложение различных частей отображения сгустка друг на друга, вследствие чего потеряется однозначная связь между координатами зарядов в первоначальном сгустке и координатами его отображения (развертки) на экране. Проиллюстрируем подробно этот эффект.

Как следует из формулы (2), отдельные электроны в сгустке в зависимости от значения фазы волны  $\varphi_0$ , при которой они попадают в область взаимодействий ( $L_{\text{int}}$ ), отклоняются на различные углы и “развертываются” вдоль оси  $y$ . Обозначим через  $\varphi_s$  то значение фазы волны, при которой начало сгустка попадает в область взаимодействия, и назовем ее равновесной фазой. Введя обозначение  $\xi$  для координат электронов вдоль сгустка, можно записать следующую линейную связь между этой фазой и фазой, при которой электрон, расположенный в точке  $\xi$ , попадет в область взаимодействия:

$$\varphi_0 = \varphi_s - \frac{\omega}{v} \xi, \quad (3)$$

т.е. начальные фазы волны для электронов являются функциями  $\xi$ . Для обеспечения однозначной связи между координатами электронов в сгустке ( $\xi$ ) с координатами отклонений электронов на экране ( $y_2$ ) необходимо, чтобы производная  $dy_2/d\varphi_0$  не меняла бы свой знак. Выпишем эту производную:

$$\frac{dy_2}{d\varphi_0} = \frac{2eE_0L \sin \frac{\eta_1}{2}}{\omega} \cdot \frac{p_{x0} - \frac{4Be^2E_0^2 \sin^2 \frac{\eta_1}{2}}{\omega^2} \cos^2 \left( \frac{\eta_1}{2} + \varphi_0 \right)}{\left( p_{x0} + \frac{4Be^2E_0^2 \sin^2 \frac{\eta_1}{2}}{\omega^2} \cos^2 \left( \frac{\eta_1}{2} + \varphi_0 \right) \right)^2} \sin \left( \frac{\eta_1}{2} + \varphi_0 \right). \quad (4)$$

Как следует из формулы (4), знак производной  $dy_2/d\varphi_0$  зависит от знака произведения  $p_{x0} - (4Be^2E_0^2 \sin^2(\eta_1/2)/\omega^2) \cos^2(\eta_1/2 + \varphi_0)$  и синуса  $\sin(\eta_1/2 + \varphi_0)$ . Однако, если потребовать, чтобы  $p_{x0} > (4Be^2E_0^2/\omega^2) \sin^2(\eta_1/2)$ , то этот знак будет зависеть только от знака  $\sin(\eta_1/2 + \varphi_0)$ . Переписав формулу (2) с учетом соотношения (3) в виде

$$y_2 = \frac{2eE_0L \sin \frac{\eta_1}{2}}{\omega} \cdot \frac{\cos \left( \frac{\eta_1}{2} + \varphi_s - \frac{z}{v_{x0}} \omega \right)}{p_{x0} + \frac{4Be^2E_0^2 \sin^2 \frac{\eta_1}{2}}{\omega^2} \cos^2 \left( \frac{\eta_1}{2} + \varphi_s - \frac{z}{v_{x0}} \omega \right)}, \quad (2a)$$

построим зависимости  $y_2(\xi)$  (в действительности  $y_2(\varphi_s - \frac{\omega}{v} \xi + \frac{\eta_1}{2})$ ) для случаев: а) когда  $p_{x0} > \frac{4Be^2E_0^2}{\omega^2} \sin^2 \frac{\eta_1}{2}$  (рис.2а) и б) когда  $p_{x0} < \frac{4Be^2E_0^2}{\omega^2} \sin^2 \frac{\eta_1}{2}$  (рис.2б) при заданных  $\eta_1 = 18,719$ ,  $\omega = 10^{14}$  рад/сек,  $E_0 = 5 \cdot 10^9$  В/см.

Сравнение рисунков 2а и 2б демонстрирует явное преимущество требования  $p_{x0} > (4Be^2E_0^2/\omega^2) \sin^2(\eta_1/2)$ , при котором имеется существенно большая область для осуществления взаимно-однозначной связи.

Для того, чтобы можно было по данным измерения на экране (который покрыт микродатчиками (пикселями), способными детектировать попавший на него электрон или группу электронов) восстановить распределение зарядов в сгустке, получим вначале зависимость  $\varphi_0$  от  $y_2$ . Воспользовавшись уравнением (2) и введя обозначение  $u = \cos(\eta_1/2 + \varphi_0)$ , можно показать, что это уравнение сводится к квадратному уравнению относительно  $u$ :

$$y_2 \left( p_{x0} + \frac{4Be^2E_0^2 \sin^2 \frac{\eta_1}{2}}{\omega^2} u^2 \right) = \frac{2eE_0L \sin \frac{\eta_1}{2}}{\omega} \cdot u, \quad (26)$$

которое имеет решение

$$u = \cos \left( \frac{\eta_1}{2} + \varphi_0 \right) = \omega \frac{L \pm \sqrt{L^2 - 4Bp_{x0}y_2^2}}{4By_2eE_0 \sin \frac{\eta_1}{2}}. \quad (5a)$$

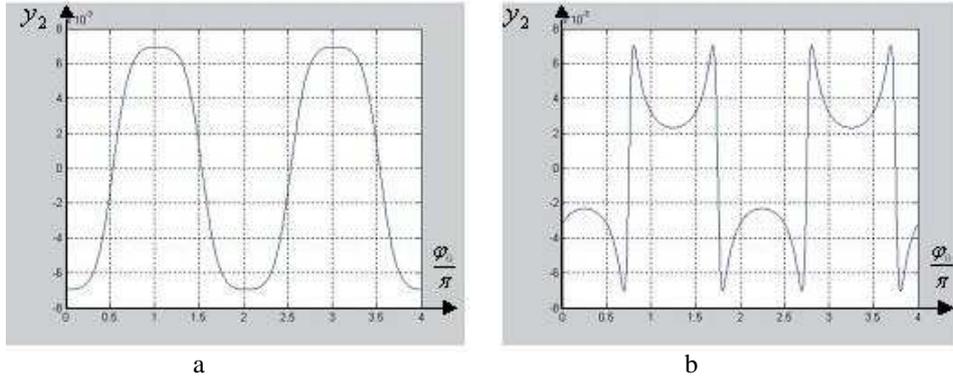


Рис.2. Зависимости  $y_2$  от  $\varphi_0 / \pi$  для двух случаев.

Знак плюс при этом следует отбросить, чтобы при  $y_2 = 0$  решение оставалось бы конечным. Легко показать, что при  $4Be^2E_0^2 \sin^2(\eta_1/2) / \omega^2 \ll p_{x0}$  уравнение (5) переходит в

$$\cos\left(\frac{\eta_1}{2} + \varphi_0\right) = \frac{\omega p_{x0} y_2}{2eE_0 L \sin \frac{\eta_1}{2}}, \quad (56)$$

справедливое для сверхкоротких сгустков. Уравнения (5а,б) устанавливают связь между координатой электрона в сгустке  $u$  (или  $\varphi_0$ ) для выбранного значения временно-пространственного интервала между двумя зеркалами  $\eta_1$  с координатой соответствующего изображения на экране  $y_2$ .

Учитывая соотношения (3) – (5а,б) и пользуясь возможностью изменения величины  $L_{\text{int}}$  с высокой точностью путем смещения зеркал и тем самым меняя задержку между началом взаимодействия волны с электронным сгустком, можно добиться синхронизма этого взаимодействия, обеспечивая максимально большую область однозначной связи между координатами  $u(\varphi_0)$  и  $y_2$ .

### 3. Гауссовский сгусток в поле терагерцовой волны

Пусть теперь сгусток с гауссовским распределением заряда в нем (полный заряд  $Q = Ne = 2 \cdot 10^{-8}$  Кл,  $N$  – число электронов в сгустке,  $e$  – заряд электрона, дисперсия  $\sigma = 10^{-6}$  м) с кинетической энергией  $E = 10$  МэВ движется вдоль оси  $x$  с начальным импульсом  $p_{x0} = 5,7263 \cdot 10^{-21}$  кг(м/сек в поле плоской монохроматической волны (1) с напряженностью  $5 \cdot 10^{11}$  В/м и частотой  $10^{14}$  рад/сек (см. рис.1). Для указанных значений частот

и

импуль-

сов пространственно-временной интервал  $\eta_1$  между двумя зеркалами опре-

деляется как  $\eta_1 = \omega\tau - \frac{\omega}{c} L_{\text{int}} = \frac{\omega}{\beta c} \cdot \frac{1-\beta^2}{1+\beta} L_{\text{int}} \approx \frac{\pi}{\lambda\gamma^2} L_{\text{int}}$ , где  $\lambda$  – длина волны

( $\lambda = 1,8849 \cdot 10^{-5}$  м), откуда величина области взаимодействия составит  $L_{\text{int}} = (\lambda\gamma^2 / \pi)\eta_1 \approx 4,95$  см.

Для того, чтобы область на экране, занимаемая микродатчи-

ками (пикселями), не достигала слишком большой площади, выберем расстояние  $L$  до экрана не более 0,4 м. Тогда вертикальный размер области, покрытой пикселями, ограничится размерами 1,3 см. Заметим, что для выбранных нами значений параметров значение величины  $4Be^2E_0^2 \sin^2(\eta_1/2) / \omega^2 = 8,419 \cdot 10^{-22}$  кг(м/сек оказывается меньше значения  $p_{x0} = 5,7263 \cdot 10^{-21}$  кг(м/сек. Тем самым выполняется неравенство  $p_{x0} > 4Be^2E_0^2 / \omega^2 \sin^2(\eta_1/2)$ , необходимое для обеспечения однозначности результатов измерений. Если размеры сгустка таковы, что в данной области продольная координата  $|\xi| < \lambda/2$ , то, измеряя отображение распределения электронов на экране и учитывая (3), можно восстановить первоначальное распределение заряда в сгустке.

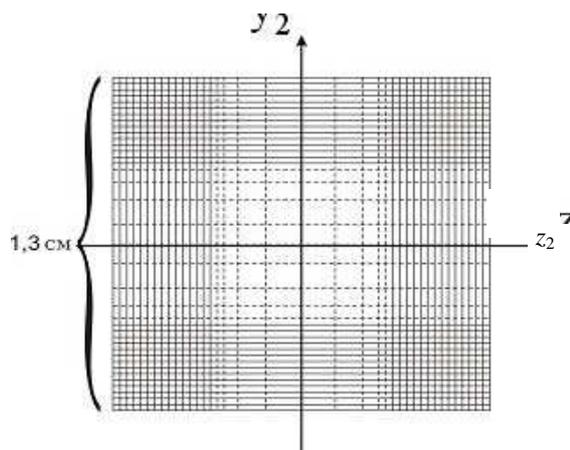


Рис.3. Вид экрана: количество пикселей 600x600.

В настоящей работе мы с помощью MATLAB симулировали гауссовское распределение электронов в сгустке. С этой целью заряд  $Q = 2 \cdot 10^{-8}$  Кл в сгустке делится на “кластеры” (числом около 200000), каждому из которых присваивается координата  $\xi$ , но таким образом, чтобы конечное распределение было бы гауссовским с заданным значением дисперсии  $\sigma = 10^{-6}$  м. Все эти кластеры пролетают через область взаимодействия  $L_{int}$  и область свободного пролета  $L$ , после чего регистрируются соответствующими микродатчиками (пикселями) на экране, расположенном на плоскости  $yz$ , где на длине 1,3 см размещено 600 таких пикселей (рис.4).

На рис.4 приведено начальное распределение сгустка, а на рис.5 – его отображение на экране с помощью микродатчиков.

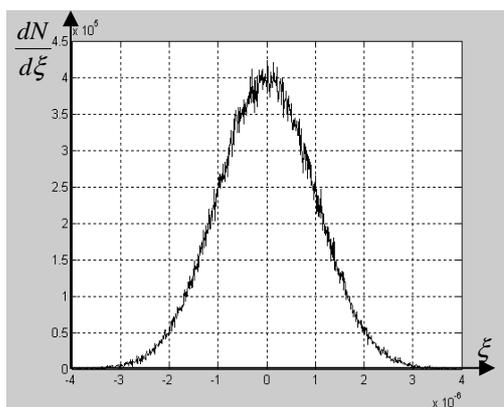


Рис.4. Зависимость плотности заряда в сгустке  $dQ/d\xi$  от  $\xi$ .

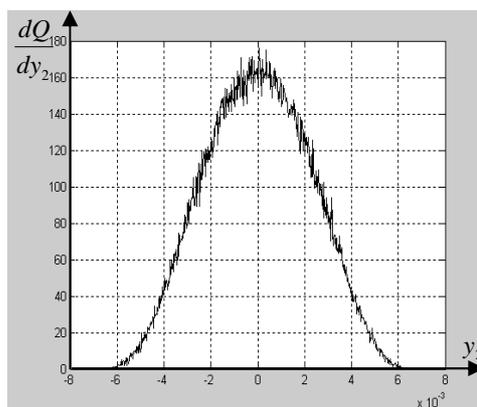


Рис.5. Зависимость плотности заряда  $dQ/dy_2$  в отображении на экране от  $y_2$ .

Как видим, развертка приводит к существенному уменьшению плотности сгустка и его растяжке примерно в 1000 раз. Интегрируя оба распределения на рис.4 и 5, можно показать, что закон сохранения заряда соблюден.

На рис.6 приведено обратное преобразование отображения сгустка к его начальному виду.

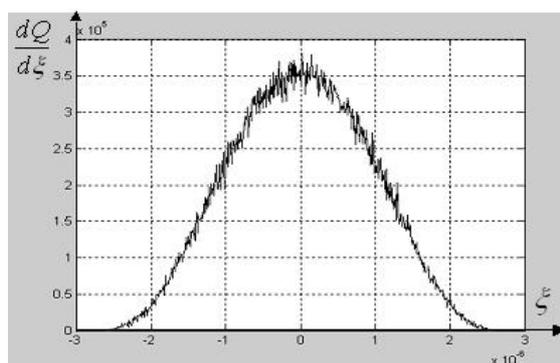


Рис.6. Зависимость восстановленного распределения заряда в сгустке  $dQ/d\xi$  от  $\xi$ .

Заметим, что распределение на рис.6 уже не гауссово, т.к. отображение на экране имеет ограниченные размеры, т.е., начиная с какого-то значения плотности заряда, восстановленное значение превращается в ноль, тогда как истинное начальное значение нигде не принимает нулевого значения, стремясь к нулю асимптотически для значений уже два или три  $\sigma$ . Другими словами, процедура восстановления начального распределения автоматически отбрасывает “хвосты” гауссовского распределения. Тем не менее, оценки показывают достаточно высокую точность (порядка 10%) восстановленного значения распределения заряда в сгустке.

#### 4. Заключение

Из вышеизложенного следует, что предлагаемая схема определения параметров сверхкоротких электронных сгустков, основанная на его развертке в поле плоской монохроматической электромагнитной волны, позволит решить проблему с высокой эффективностью. При этом, однако, следует иметь в виду необходимость синхронизации начала взаимодействия сгустка с фазой волны, что достигается путем прецизионного изменения длины взаимодействия. Мы намерены продолжить наши исследования, акцентируя уже внимание на проблеме точности восстановления начального распределения заряда в сгустке.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. К.А.Испиряну за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **E.D.Gazazyan, M.I.Ivanian, E.M.Laziev.** "Setup for Determination of Longitudinal Profile And Duration of Ultrashort Electron Bunches". LINAC-94 Proceeding, Tsukuba, vol.2, pp.923-925 (1994).
2. **E.D.Gazazyan, M.I.Ivanian, E.M.Laziev.** "Relationship between a bunch charge distribution and the time profile of a transition radiation flash". Lawrence Berkeley Lab. LBL-35264, 23 p. (1994).
3. **E.D.Gazazyan, M.I.Ivanian, E.M.Laziev.** "Research and development to complete construction of a setup for determination of the longitudinal profile and duration of ultrashort bunches". Lawrence Berkeley Laboratory Report, LBL-36844, CBP-NOTE-139, May 1995, 45 p.
4. **J.Haimson.** J. Appl. Phys., **58**, 303 (1983).
5. **A.V.Aleksandrov et al.** Rev. Scient. Instr., **70**, 2622 (1999).
6. **G.Oksuzyan, E.Gazazyan, A.Margaryan, A.Ter-Poghosyan, M.Ivanyan.** "Ultra-High Frequency Scanning Cavities for Non-Relativistic Electron Beam". EPAC-O4, Lucerne, Switzerland, pp.2466-2468 (2004).
7. **G.A.Kraft.** Proc. of 3-rd European Workshop on Beam Dynamics and Instrumentation for Particle Accelerators. DIPAC, Frascati, Italy, p.48 (1997).
8. **E.D.Gazazyan, K.A.Ispirian, M.K.Ispiryan, D.K.Kalantaryan, D.A.Zakaryan.** Advanced Radiation Sources and Applications. Proc. of the NATO Advanced Research Workshop. Nor-Hamberd, Yerevan, Armenia, August 29 – September 2, 2004, pp.313-318.
9. **E.D.Gazazyan, K.A.Ispirian, M.K.Ispiryan, D.K.Kalantaryan, D.A.Zakaryan.** PAC-05. Knoxville, Tennessee, USA, May 16-20, pp.4054-4056 (2005).
10. **E.D.Gazazyan, K.A.Ispirian, D.K.Kalantaryan, E.M.Laziev, A.T.Margarian.** PAC-05. Knoxville, Tennessee, USA, May 16-20, pp.2944-2946 (2005).

#### ULTRASHORT ELECTRON BUNCH SCANNING IN A MONOCHROMATIC ELECTROMAGNETIC WAVE

E.D. GAZAZYAN, D.K. KALANTARYAN, M.A. KHOJOYAN

A lay-out of the ultrashort electron bunch scanning scheme in a linearly polarized monochromatic electromagnetic wave up to the sizes being available to be observed is offered and substantiated. The algorithms to restore the initial charge distribution in the bunch by means of the scanned distribution on the screen are developed.

УДК 548.0

## ОТРАЖЕНИЕ И ФОКУСИРОВКА СВЕТА ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПЛАСТИНОЙ ОДНООСНОГО КРИСТАЛЛА С ОТКРЫТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОЛНОВЫХ ВЕКТОРОВ

О.С. ЕРИЦЯН, А.А. ПАПОЯН, А.А.ЛАЛАЯН, О.М.АРАКЕЛЯН

Ереванский государственный университет

Р.Б. КОСТАНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 29 апреля 2005 г.)

Приведены оптические спектры отражения от поверхности кристалла  $MgF_2$  в области частот  $200(800 \text{ см}^{-1})$ . Результаты измерений совпадают с расчетными при открытом характере поверхности волновых векторов кристалла в областях частот, в которых действительная часть у одной из компонент диэлектрического тензора отрицательна. Рассчитана задача фокусировки оптического излучения плоскопараллельной пластиной кристалла  $MgF_2$  для частоты излучения  $(\omega = 450 \text{ см}^{-1})$ .

### 1. Введение

В последнее время повышенный интерес вызывают среды с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями  $\epsilon$  и  $\mu$  [1-3]. Такой интерес, кроме чисто фундаментального, обусловлен тем, что подобные среды обладают необычными оптическими свойствами, которые с успехом могут быть использованы в прикладной оптике, в частности, для реализации фокусировки пучка при его преломлении на плоской границе сред [4,5]. Возможность реализации такого метода фокусировки оптического пучка обусловлена антипараллельностью вектора Пойнтинга  $\mathbf{S}$  и волнового вектора  $\mathbf{k}$  при  $\epsilon < 0$ ,  $\mu < 0$  одновременно [6]. Отметим, что материалов, имеющих подобные электромагнитные свойства, по настоящее время в природе не обнаружено, однако такие среды, или так называемые метаматериалы, можно создать искусственно при помощи использования периодически расположенных рамок и колец из проводящего материала [2,7].

Если рассмотреть неизотропные кристаллы, например, одноосные, в которых тензор диэлектрической проницаемости имеет компоненты различных знаков, то обнаруживается, что многие свойства природных кристаллов могут быть сходными со свойствами метаматериалов с отрицательным значением коэффициента преломления.

В работе [8] показано, что для одноосных кристаллов, у которых одна из компонент

диэлектрического тензора  $\varepsilon_{ij}$  отрицательна, поверхность волновых векторов (ПВВ) для необыкновенной волны не является замкнутой поверхностью, как обычно, а является открытой, а именно, представляет собой гиперboloид вращения. Открытый характер ПВВ обуславливает ряд особенностей оптических свойств такой среды, одна из которых заключается в следующем. Пусть компонента  $\varepsilon_{ij}$  отрицательна в направлениях, перпендикулярных оптической оси, а поверхность кристалла перпендикулярна этой оси. Тогда, как показано в [8], при падении волны на кристалл, векторы **S** и **k** для необыкновенной волны лежат по разные стороны от нормали к поверхности. Такое расположение вектора Пойнтинга **S** и волнового вектора **k** дает принципиальную возможность фокусировки электромагнитного пучка при преломлении на плоской границе кристалла [9]. В связи с этим несомненный интерес вызывает экспериментальное исследование оптических свойств тех природных кристаллов, диэлектрическая постоянная которых обладает вышеуказанным свойством. Такими являются кристаллы  $MgF_2$  и  $TiO_2$  в оптической области частот [10].

В настоящей работе исследованы свойства отражения и фокусировки света плоскопараллельной пластиной кристалла  $MgF_2$ .

Фторид магния является хорошо изученным одноосным, положительно двулучепреломляющим кристаллом, оптически прозрачным в весьма широкой (0,11–7,5 мкм) спектральной области, и особенно востребован в ультрафиолетовой и вакуумно-ультрафиолетовой областях спектра в качестве окон, линз и поляризаторов. Отметим здесь, что вне области прозрачности данный кристалл считается полностью поглощающим и, видимо, поэтому в литературе нет данных о его оптических спектрах отражения.

Экспериментальная часть настоящей работы посвящена исследованию оптических спектров отражения от поверхности кристалла  $MgF_2$  в инфракрасной области длин волн. Результаты измерений сравнены с расчетными результатами. При этом значения компонент тензора диэлектрической проницаемости при расчетах коэффициентов отражения нами были определены с использованием данных, приведенных в [10]. Сопоставление полученных кривых свидетельствует о наличии областей спектра, где компоненты тензора диэлектрической проницаемости имеют различные знаки и, следовательно, об открытом характере ПВВ у кристалла  $MgF_2$ .

Отметим, что кристаллы  $MgF_2$  в исследуемой частотной области обладают поглощающей способностью. Наличие поглощения приводит к "замыканию" открытой в отсутствие поглощения ПВВ, однако вогнутый характер ПВВ, присущий открытым поверхностям вращения, сохраняется. Это и обеспечивает сохранение специфических оптических свойств, присущих данной среде, когда не учитывается поглощение. Подобную среду мы назовем средой с открытой ПВВ также при наличии поглощения, если только ПВВ имеет вогнутые области.

## 2. Измерения. Обсуждение

Измерения коэффициента отражения проводились на спектрофотометре "Specord" М-80 в спектральной области (200÷800) см<sup>-1</sup>. Ориентированные образцы кристалла  $MgF_2$  вырезались в форме плоскопараллельных пластин толщиной 1 мм.

На рис.1 приведен частотный спектр коэффициента отражения в области от 200 до 800  $\text{см}^{-1}$  в случае, когда оптическая ось перпендикулярна поверхности кристалла и угол падения  $\vartheta=20^\circ$ . Штриховкой над осью частот показаны области, в которых  $\varepsilon'_\perp < 0$ , а под осью частот – области, в которых  $\varepsilon'_\parallel < 0$  ( $\varepsilon_\parallel$ ,  $\varepsilon_\perp$  – компоненты диэлектрического тензора вдоль оптической оси и в перпендикулярном направлении, соответственно).

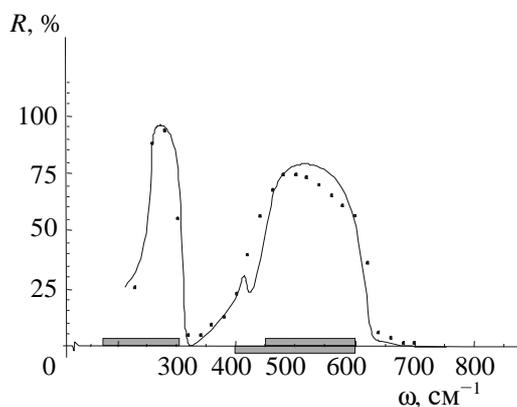


Рис.1. Частотная зависимость коэффициента отражения для кристалла при угле падения  $\vartheta=20^\circ$ . Точками указаны экспериментальные значения, сплошная линия - расчетная кривая. Оптическая ось кристалла перпендикулярна его поверхности.

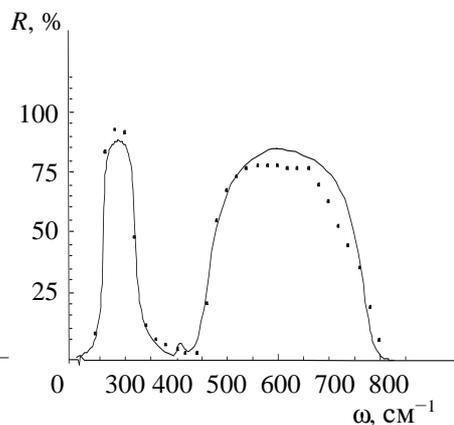


Рис.2. Частотная зависимость коэффициента отражения для кристалла при угле падения  $\vartheta=70^\circ$ . Точками указаны экспериментальные значения, сплошная линия - расчетная кривая. Оптическая ось кристалла перпендикулярна его поверхности.

На рис.2а,б представлены результаты, аналогичные рис.1, при угле падения  $7^\circ$ . В обоих случаях имеется удовлетворительное согласие между измеренными и расчетными значениями коэффициента отражения кристаллов  $\text{MgF}_2$ . Рис.3 соответствует случаю, когда  $\vartheta = 20^\circ$ , а оптическая ось лежит в плоскости поверхности кристалла. При этом частота фиксирована, а угол  $\psi$  между оптической осью и линией пересечения поверхности кристалла с плоскостью падения меняется в пределах от 0 до  $\pi/2$ . Как видно из рис.3, экспериментальные и расчетные результаты не отличаются резко друг от друга. При этом, с увеличением  $\psi$  коэффициент отражения, в отличие от обычных сред с положительным  $\varepsilon'$ , убывает.

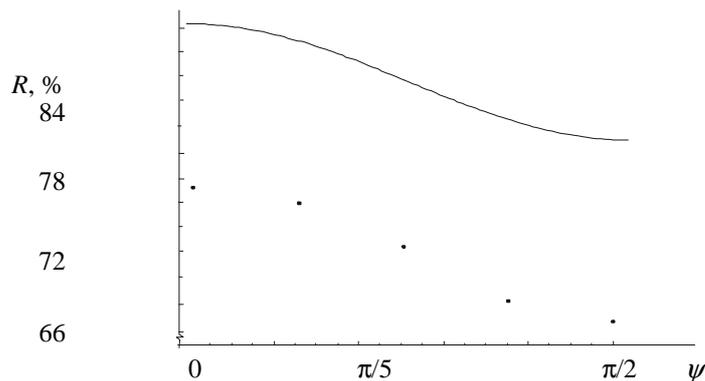


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения  $R$  от угла  $\psi$  между оптической осью кристалла (лежащей в плоскости ее границы) и линией пересечения плоскости падения с поверхностью кристалла. Точками указаны экспериментальные значения, сплошная линия – расчетная кривая. Частота падающей волны  $\omega = 500 \text{ см}^{-1}$ ,  $\epsilon'_{\perp} = -3,7228$ ,  $\epsilon''_{\perp} = 1,28$ ,  $\epsilon'_{\parallel} = -2,7819$ ,  $\epsilon''_{\parallel} = 0,4937$ .

На рис.4а приведена зависимость действительной части  $k'_e$  волнового вектора необыкновенной волны от направления распространения (оптическая ось кристалла параллельна оси  $z$ ) [11], а на рис.4б показана та же зависимость для мнимой части ( $k''_e$ ). Параметры кристалла на частоте падающей волны  $\omega = 270 \text{ см}^{-1}$  следующие:  $\epsilon'_{\perp} = -7,309$ ,  $\epsilon''_{\perp} = 0,998277$ ,  $\epsilon'_{\parallel} = 6,862$ ,  $\epsilon''_{\parallel} = 0,297$ . Как видно из рисунков, поглощение действительно замыкает ПВВ, но остаются области с вогнутыми поверхностями, характерные для гиперboloида вращения.

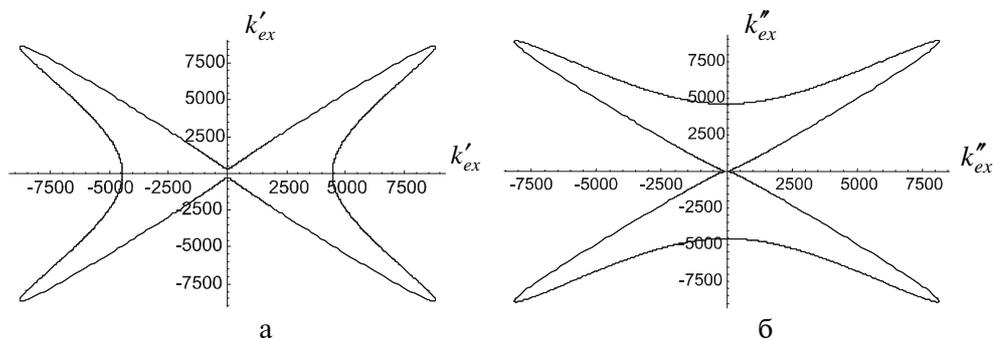


Рис.4. Сечение поверхности волновых векторов однородных необыкновенных волн в кристалле плоскостью, проходящей через оптическую ось. Частота падающей волны  $\omega = 270 \text{ см}^{-1}$ ,  $\epsilon'_{\perp} = -7,309$ ,  $\epsilon''_{\perp} = 0,998277$ ,  $\epsilon'_{\parallel} = 6,862$ ,  $\epsilon''_{\parallel} = 0,297$ .  $k'_{ex}$ ,  $k''_{ex}$  – действительная и мнимая части волнового вектора.

Нами была рассчитана задача фокусировки оптического излучения плоскопараллельной пластиной кристалла  $\text{MgF}_2$  для частоты излучения  $\omega = 450 \text{ см}^{-1}$ , на которой  $\epsilon'_\perp < 0$ ,  $\epsilon'_\parallel > 0$ . Расчет фокусировки основан на определении направления потока энергии в преломленной волне в зависимости от направления распространения падающей волны [10]. Пусть источник излучения находится на расстоянии  $h_1$  от поверхности кристалла, которая перпендикулярна оптической оси последнего. Из-за различия знаков  $\epsilon'_\perp$  и  $\epsilon'_\parallel$  луч, падающий на границу кристалла под углом  $\alpha$  к нормали поверхности, преломляясь, идет в направлении к нормали [11] и пересекается с ней на расстоянии  $h_2$  от поверхности (рис.5). Отношение  $h_2/h_1$  определяется выражением

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{\cos \alpha} \cdot \frac{|\epsilon_\parallel|^2}{|\epsilon_\perp|^2} \cdot \left| \frac{\epsilon'_\perp m'_z + \epsilon''_\perp m''_z}{\epsilon'_\parallel} \right|, \quad m_z = \sqrt{\left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{\epsilon_\parallel}\right)} \cdot \epsilon_\perp,$$

где  $h_2$  фактически является фокусным расстоянием данной плоской линзы. На рис.6 приведена расчетная зависимость отношения  $h_2/h_1$  от величины угла  $\alpha$  (при следующих значениях величин:  $\omega = 450 \text{ см}^{-1}$ ,  $\epsilon'_\perp = 0,042624$ ,  $\epsilon''_\perp = 19,825$ ,  $\epsilon'_\parallel = -7,649$ ,  $\epsilon''_\parallel = 1,90067$ ). Как видно из рисунка, в угловом интервале от нуля до 0,1 радиан изменение величины  $h_2$  составляет порядка  $10^{-3}$ , что указывает на достаточно высокое качество фокусировки.

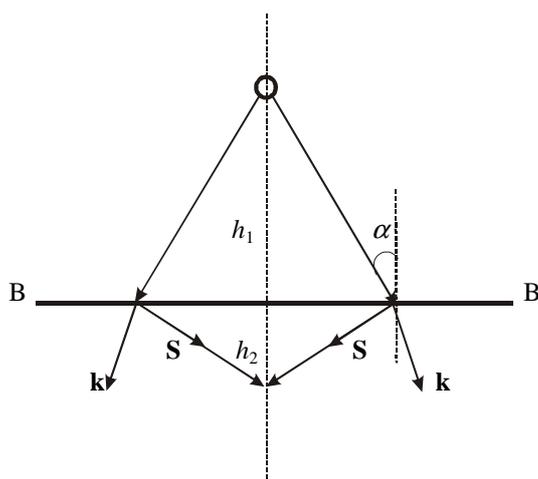


Рис.5. Фокусировка пучка, падающего из точечного источника на плоскую границу кристалла.  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{S}$  – соответственно, направления фазовой скорости и распространения энергии в кристалле.

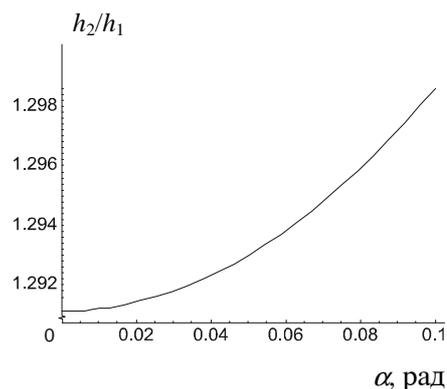


Рис.6. Зависимость  $h_2/h_1$  от угла падения. Параметры кристалла:  $\epsilon'_\perp = 0,042624$ ,  $\epsilon''_\perp = 19,825$ ,  $\epsilon'_\parallel = -7,649$ ,  $\epsilon''_\parallel = 1,90067$ , частота падающей волны  $\omega = 450 \text{ см}^{-1}$ .

Таким образом, полученные в настоящей работе экспериментальные данные подтверждают присутствие отрицательной компоненты у кристалла  $\text{MgF}_2$  и, следовательно, открытый характер его ПВВ для необыкновенной волны. При этом, зарегистрированная величина коэффициента отражения в ИК полосах поглощения кристалла может достигнуть

достаточно высоких значений, порядка  $R = 0,9$ . Имеет место также фокусировка расходящегося из точечного источника пучка при его преломлении на плоской границе кристалла  $MgF_2$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J.V.Pendry, A.J.Holden, W.J.Stewart, J.Youngs. Phys. Rev. Lett., **76**, 4773 (1996).
2. D.R.Smith, W.J.Padilla, D.C.Vier, S.C.Nemat-Nasser, S.Schultz. Phys. Rev. Lett., **84**, 4184 (2000)
3. В.Г.Веселаго. УФН, **172**, 1215 (2002).
4. J.V.Pendry. Phys. Rev. Lett., **85**, 3966 (2000).
5. J.V.Brock, A.A.Houck, I.L.Chuang. Appl. Phys. Lett., **85**, 2472 (2004).
6. В.Г.Веселаго. УФН, **87**, 517 (1967).
7. G.Parazzoli, R.B.Greeger, K.Li, B.E.C.Koltenbah, and M.Tanielian. Phys. Rev. Lett., **90**, 107401 (2003).
8. О.С.Ерицяи. Кристаллография, **23**, 461 (1978).
9. О.С.Ерицяи. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 107 (2004).
10. В.В.Брыксин, Д.Н.Мирлин, И.И.Решина. ФТТ, **15**, 1118 (1973).
11. О.С.Ерицяи, О.М.Аракелян. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 312 (2003).

#### ԼՈՒՅՍԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ ԵՎ ՖՈԿՈՒՍԱՅՈՒՄԸ ԲԱՅ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՎԵԿՏՈՐՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՈՎ ՄԻԱՌԱՆՅՔ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՀԱՐԹ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ԹԻԹԵՂՈՎ

Հ.Ս. ԵՐԻՅԱՆ, Ա.Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ, Ա.Ա. ԼԱԼԱՅԱՆ, Հ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ռ.Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ

Բերված է անդրադարձման օպտիկական սպեկտրը  $MgF_2$  բյուրեղի մակերևույթից հաճախությունների 200-800 սմ<sup>-1</sup> տիրույթում: Բյուրեղի ալիքային վեկտորների մակերևույթի բաց բնույթի դեպքում չափման արդյունքները համեմատվում են հաշվման արդյունքներին, հաճախությունների այն տիրույթում, որտեղ դիէլեկտրական թափանցելիության թենզորի կոմպոնենտներից մեկի իրական մասը բացասական է: Հաշվված է օպտիկական ճառագայթման ֆոկուսացման խնդիրը  $MgF_2$  բյուրեղի թիթեղով,  $\omega = 450$  սմ<sup>-1</sup> հաճախության դեպքում:

#### LIGHT REFLECTION AND FOCUSING BY A PLANE-PARALLEL PLATE OF A UNIAXIAL CRYSTAL WITH OPEN SURFACE OF WAVE VECTORS

H.S. ERITSYAN, A.A. PAPOYAN, A.A. LALAYAN, H.M. ARAKELYAN, R.B. KOSTANYAN

The light reflection spectra from the surface of a  $MgF_2$  crystal within the 200–800 cm<sup>-1</sup> frequency range are presented. The measured results agree with theoretical calculations for crystals with open surface of wave vectors within a range of frequencies where the real part of one of the components of the dielectric tensor is negative. The problem of optical radiation focusing by a plane-parallel plate of a  $MgF_2$  crystal at the frequency  $\omega = 450$  cm<sup>-1</sup> is calculated.

УДК 548.0

## ВЗАИМНОЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ ВЕКТОРА ПОЙНТИНГА И ВОЛНОВОГО ВЕКТОРА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СРЕДАХ С ОТКРЫТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОЛНОВЫХ ВЕКТОРОВ

О.М. АРАКЕЛЯН, А.Г. ГАЛУМЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 10 ноября 2005 г.)

Рассмотрены некоторые оптические свойства сред с открытой поверхностью волновых векторов, в частности, угол между волновым вектором и вектором Пойнтинга. Показана зависимость этого угла от направления распространения волны.

### 1. Введение

Поверхности волновых векторов (ПВВ), как известно, это поверхности, которые показывают зависимость волновых векторов света от направления его распространения. Известно, что в традиционной оптике ПВВ являются замкнутыми поверхностями. Замкнутость ПВВ считалась настолько естественной, что обычно и не упоминалась в традиционной оптике.

В работе [1] впервые были рассмотрены среды, для которых компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}$  имеют разные знаки. Было показано, что, если у тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}$  кристалла имеются как положительные, так и отрицательные компоненты, то поверхность волновых векторов оказывается не замкнутой поверхностью, как обычно в традиционной оптике, а открытой поверхностью, а именно, гиперboloидом вместо эллипсоида. Несмотря на присутствие отрицательной компоненты, электромагнитная волна может распространяться в кристалле, но не по всем направлениям, а по тем, которые заключены в телесном угле, ограниченном асимптотами гиперboloида.

В [1,2] выявлен ряд новых оптических свойств одноосных кристаллов с открытой поверхностью волновых векторов. В работе [3] развита теория оптических свойств одноосных кристаллов, основанная на известном в классической оптике анализе формы ПВВ и характеристической поверхности тензора  $\epsilon_{ij}$ .

В настоящей работе детально изучена зависимость между волновым вектором и вектором Пойнтинга в средах с открытой ПВВ.

Новая форма ПВВ диктует среде необычные свойства. В частности, в одноосном кристалле, для которого поверхность волновых векторов необыкновенной волны – гиперboloид, с приближением направления распространения к направлениям асимптот

поверхности волновых векторов фазовая скорость распространения света, при обычных значениях (порядка 1÷5) модулей компонент диэлектрической проницаемости, неограниченно уменьшается, стремясь к нулю при неучете поглощения. Отметим также, что в средах с открытой ПБВ имеют место уникальные закономерности отражения и преломления, например, полное отражение при нормальном падении [2].

## 2. Дисперсионное уравнение и угол между волновым вектором и вектором Пойнтинга

В случае одноосного кристалла ( $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \neq \epsilon_{zz}$ , все недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}$  равны нулю) зависимость модуля волнового вектора необыкновенной волны от направления распространения дается дисперсионным уравнением:

$$\frac{k_{ez}^2}{\epsilon_{xx}} + \frac{k_{ex}^2 + k_{ey}^2}{\epsilon_{zz}} = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (1)$$

где  $k_{ex}$ ,  $k_{ey}$ ,  $k_{ez}$  - проекции волнового вектора  $\mathbf{k}_e$  на оси  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $\omega$  - частота волны, ось  $z$  направлена вдоль оптической оси кристалла,  $\epsilon_{xx}$  и  $\epsilon_{zz}$  - компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}$  вдоль осей  $x$  и  $z$ , соответственно.

Компоненты вектора Пойнтинга для необыкновенной волны имеют вид (при  $k_{ev} = 0$ )

$$\begin{aligned} \bar{S}_{ez} &= \frac{\omega}{8\pi|k_{ez}|^2} |E_{ex}|^2 \exp(-2\mathbf{k}_e'' \mathbf{r}) (\epsilon'_{\perp} k'_{ez} + \epsilon''_{\perp} k''_{ez}), \\ \bar{S}_{ex} &= \frac{\omega}{8\pi|k_{ez}|^2} |E_{ex}|^2 \exp(-2\mathbf{k}_e'' \mathbf{r}) \left| \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \right|^2 (\epsilon'_{\parallel} k'_{ex} + \epsilon''_{\parallel} k''_{ex}), \end{aligned} \quad (2)$$

где черточкой сверху обозначено усреднение по периоду электромагнитной волны,  $E_{ex}$  - амплитуда тангенциальной компоненты электрического поля в преломленной волне (одним штрихом отмечены действительные части, двумя штрихами - мнимые части соответствующих величин).

Для косинуса угла между  $\mathbf{k}_e$  и  $\mathbf{S}_e$  получаем:

$$\cos \alpha = \frac{S_{ex} \cdot k_{ex} + S_{ez} \cdot k_{ez}}{|\mathbf{S}_e| \cdot |\mathbf{k}_e|}. \quad (3)$$

На рис.1 показано взаимное расположение вектора Пойнтинга и волнового вектора.

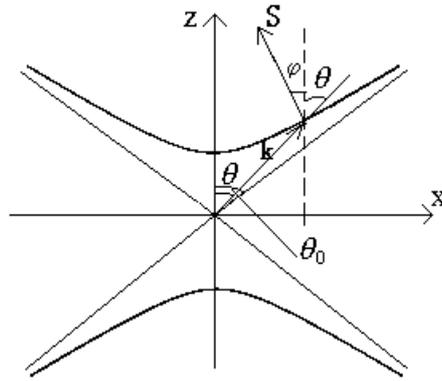


Рис.1.

Здесь  $\theta$ - угол, составленный волновым вектором  $\mathbf{k}$  с осью  $z$  (направление распространения), а  $\theta_0$  - угол между асимптотами гипербола и осью  $z$ . На рис.1 буквой  $\varphi$  обозначен угол между вектором Пойнтинга и осью  $z$ . Следовательно, угол между вектором Пойнтинга  $\mathbf{S}$  и волновым вектором будет  $\alpha = \varphi + \theta$ .

### 3. Результаты численного расчета

Среды с открытой ПВВ дают возможность фокусировки света с помощью плоских поверхностей [4-6]. Это связано с необычным расположением волнового вектора  $\mathbf{k}_e$  и вектора Пойнтинга  $\mathbf{S}$ . Кристаллами, у которых  $\epsilon'_{ij}$  имеет как положительные, так и отрицательные компоненты, являются, например, кристаллы  $\text{MgF}_2$  и  $\text{TiO}_2$  [7].

Если ПВВ открытая, то при приближении направления  $\mathbf{k}_e$  к направлениям асимптот угол между  $\mathbf{k}_e$  и нормалью к ПВВ стремится к  $\pi/2$ . Действительно, с приближением  $\theta$  к  $\theta_0$  направление  $\mathbf{k}_e$  приближается к направлению асимптоты, а последняя приближается к направлению касательной.

Используя уравнение (1), можно написать уравнение касательной гипербола, а следовательно, и координаты единичной нормали. При этом угол между внешней нормалью (направление вектора Пойнтинга) и осью  $z$  определяется по формуле

$$\text{tg } \varphi = \text{tg } \theta \cdot \text{ctg}^2 \theta_0, \quad \text{tg } \theta_0 = \sqrt{\frac{|\epsilon_{zz}|}{\epsilon_{xx}}}. \quad (4)$$

На рис.2 показана зависимость угла между вектором Пойнтинга и волновым вектором ( $\alpha = \varphi + \theta$ ) от угла падения  $\theta$ .

Как уже отмечалось, при приближении направления  $\mathbf{k}_e$  к направлениям асимптот угол между  $\mathbf{k}_e$  и нормалью к ПВВ стремится к  $\pi/2$ . В этом можно убедиться из рис.1 и рис.2, а также из формулы (4). Действительно, из (4) при  $\theta = \theta_0$  получаем  $\text{tg } \varphi = \text{ctg } \theta_0$ , т.е.  $\varphi + \theta_0 = \pi/2$ . При нормальном падении ( $\theta = 0$ , волна распространяется вдоль оси  $z$ ) получаем  $\varphi = 0$ , т.е. направления волнового вектора и вектора Пойнтинга совпадают.

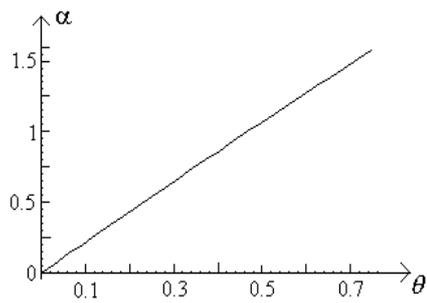


Рис.2.

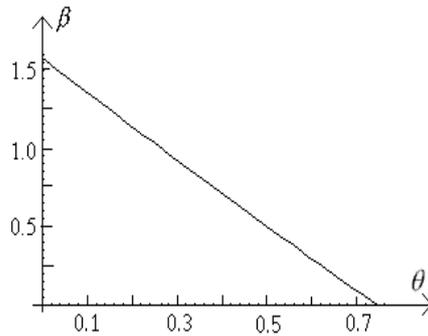


Рис.3.

В конце рассмотрим взаимное расположение волнового вектора  $\mathbf{k}_e$  и электрического поля  $\mathbf{E}_e$  в необыкновенной волне. Из условия  $\mathbf{k}_e \mathbf{D} = 0$  и из (4) для угла между этими векторами получаем:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\operatorname{ctg} \theta \operatorname{tg}^2 \theta_0 - \operatorname{tg} \theta}{1 + \operatorname{tg}^2 \theta_0}. \quad (5)$$

На рис.3 показана зависимость угла между волновым вектором  $\mathbf{k}_e$  и вектором электрического поля  $\mathbf{E}_e$  от угла падения  $\theta$ .

При нормальном падении ( $\theta = 0$ ) из (5) получаем  $\beta = \pi/2$ , т.е. направления волнового вектора ( $\mathbf{k}_e$ ) и вектора электрического поля ( $\mathbf{E}_e$ ) перпендикулярны. При приближении направления  $\mathbf{k}_e$  к направлениям асимптот угол между  $\mathbf{k}_e$  и  $\mathbf{E}_e$  стремится к нулю, т.е. направления волнового вектора ( $\mathbf{k}_e$ ) и вектора электрического поля ( $\mathbf{E}_e$ ) совпадают.

Авторы благодарны проф. О.С.Ерицян за постановку задачи и постоянное внимание к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. О.С.Ерицян. Кристаллография, **33**, 461 (1978).
2. О.С.Ерицян. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, "Айастан", 1988.
3. О.С.Ерицян, О.М. Аракелян. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 312 (2003).
4. О.С.Ерицян. Кристаллография, **50**, 511 (2005).
5. О.С.Ерицян. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 107 (2004).
6. О.С.Ерицян, А.А.Лалаян, А.А.Папоян, О.М.Аракелян, Р.Б.Костанян. Изв. НАН Армении, Физика, **41**, 178 (2006).
7. В.В.Брыксин и др. ФТТ, **15**, 1118 (1973).

#### RELATIVE POSITIONS OF THE WAVE AND POYNTING'S VECTORS IN PROPAGATION OF THE ELECTROMAGNETIC WAVE IN MEDIA WITH OPEN SURFACE OF WAVE VECTORS

H.M. ARAKELYAN, A.G. GALUMYAN

Some optical characteristics of media with open surface of wave vectors are considered. The angle between the wave vector and Poynting's vector is calculated, and the dependence of this angle on the propagation direction is shown.

УДК 535.016

## РЕЖИМЫ СИЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРИ ДВУХМОДОВОЙ ФОТОАССОЦИИ АТОМАРНЫХ БОЗЕ-КОНДЕНСАТОВ

Р.С. СОХОЯН<sup>1</sup>, П.Т. ДЖУЛАКЯН<sup>2</sup>, А.М. ИШХАНЯН<sup>1</sup><sup>1</sup>Инженерный центр НАН Армении<sup>2</sup>Институт физики, Университет Поль Верлен – Мец, Франция

(Поступила в редакцию 17 января 2006 г.)

Выявлены два различных, сильно нелинейных сценария одноцветной двухмодовой фотоассоциации атомарных Бозе-Эйнштейновских конденсатов, соответствующие большим и малым расстройкам частоты приложенного лазерного поля. Изучением произвольных конфигураций внешнего поля показано, что процесс фотоассоциации в первом случае почти неосцилляционен во времени, в то время как во втором случае эволюция системы проявляет сильно выраженные осцилляции типа Раби.

В настоящей работе исследуется динамика формирования молекул при когерентном взаимодействии атомарного Бозе-Эйнштейновского конденсата с оптическим лазерным полем. Рассмотрен базисный случай одноцветной двухмодовой фотоассоциации, описываемый следующей системой связанных нелинейных уравнений первого порядка [1]:

$$i \frac{da_1}{dt} = U e^{-i\delta} \bar{a}_1 a_2, \quad i \frac{da_2}{dt} = \frac{U}{2} e^{+i\delta} a_1 a_1, \quad (1)$$

которая трактует атомарные и молекулярные конденсаты как классические поля. Здесь  $a_1$  и  $a_2$  представляют собой, соответственно, амплитуды свободного атомарного и связанного молекулярного состояний,  $\bar{a}_1$  – комплексно сопряженное к  $a_1$ ,  $U(t)$  – частота Раби, и  $\delta(t)$  – функция модуляции расстройки, которая определяется как интеграл от расстройки частоты поля. Налагаются следующие начальные условия:  $|a_2(-\infty)|^2 = 0$ ,  $|a_1(-\infty)|^2 = 1$ . Система (1) имеет первый интеграл, выражающий сохранение общего числа частиц:  $|a_1|^2 + 2|a_2|^2 = \text{const} = I_N$ . Ниже для определенности мы полагаем  $I_N = 1$ .

В данном исследовании мы концентрируем внимание на случае сильного взаимодействия, когда нелинейность наиболее выражена. Предполагая произвольные конфигурации внешнего поля, мы рассматриваем возможные общие предельные случаи. Оказывается, что возможны два различных режима. В первом случае, соответствующем большим расстройкам частоты и высоким интенсивностям поля, переход атомов в связанное молекулярное состояние происходит почти неосцилляционно во времени (наблюдаются лишь слабо выраженные осцилляции между двумя модами населенностей). Наоборот, в

режиме малой расстройки смешанная атомно-молекулярная система проявляет осцилляции типа Раби большой амплитуды между населенностями. Мы иллюстрируем особенности этих двух режимов на примерах модели Розена–Зинера без пересечения резонанса [2]

$$U(t) = \frac{U_0}{\text{ch}(t/\tau)}, \quad \delta_t = 2\delta_1 \quad (2)$$

и первой модели Демкова–Кунике с квазилинейным пересечением резонанса [3]

$$U(t) = \frac{U_0}{\text{ch}(t/\tau)}, \quad \delta_t = 2\delta_1 \text{th}(t/\tau) \quad (3)$$

(без потери общности мы полагаем  $\tau = 1$ ). Модели с многократным пересечением резонанса не рассматриваются.

Ранее было показано, что динамика вероятности молекулярного состояния  $p(t) = |a_2|^2$  описывается следующим обыкновенным нелинейным дифференциальным уравнением третьего порядка [4]:

$$p_{ttt} - \left( \frac{\delta_{tt}}{\delta_t} + 2 \frac{U_t}{U} \right) p_{tt} + \left[ \delta_t^2 + 4U^2(1-3p) - \left( \frac{U_t}{U} \right)_t + \frac{U_t}{U} \left( \frac{\delta_{tt}}{\delta_t} + \frac{U_t}{U} \right) \right] p_t + \frac{U^2}{2} \left( \frac{\delta_{tt}}{\delta_t} - \frac{U_t}{U} \right) (1-8p+12p^2) = 0. \quad (4)$$

Как видно, нелинейность в рассматриваемой задаче определяется текущим значением  $p(t)$ . Следовательно, режим сильной нелинейности может быть определен как режим при котором вероятность  $p(t)$  в течение эволюции системы принимает (относительно) большие значения (отметим, что вследствие условия нормировки  $p$  не может превзойти  $1/2$ ).

Уравнение (4) имеет довольно сложную структуру, однако оно значительным образом упрощается при постоянной амплитуде поля. Существенно, что система (1) для произвольной модели с переменной амплитудой поля путем преобразования независимого переменного

$$z(t) = \int_{t_0}^t \frac{U(t')}{U_0} dt' \quad (5)$$

может быть сведена к эквивалентной системе с постоянной амплитудой внешнего поля [5] (обычно принимается  $U_0 = \max[U(t)]$ ). Это преобразование приводит уравнение (4) к следующему намного более простому виду:

$$p_{zzz} - \frac{\delta_{zz}^*}{\delta_z^*} p_{zz} + [\delta_z^{*2} + 4U_0^2(1-3p)] p_z + \frac{U_0^2}{2} \frac{\delta_{zz}^*}{\delta_z^*} (1-8p+12p^2) = 0, \quad (6)$$

где эффективная расстройка  $\delta_z^*$  определяется как

$$\delta_z^*(z(t)) = \delta_t(t) \frac{U_0}{U(t)}. \quad (7)$$

Нелинейные члены в уравнении (6) пропорциональны интенсивности поля  $U_0^2$ . Следовательно, можно ожидать, что режим сильной нелинейности соответствует большим

напряженностям поля, и потому мы полагаем, что  $U_0^2$  – большой параметр. Отметим далее, что функция  $\delta_z^{*2}$  также может принимать большие значения (например, в случае модели Ландау–Зинера  $\delta_z^{*2} \sim t^2$  [6]). По этой причине примем, что ведущими членами уравнения (6) являются последние два члена и на время пренебрежем первыми двумя членами. В результате получим следующее нелинейное уравнение первого порядка:

$$[\delta_z^{*2} + 4U_0^2(1-3p_0)]p_{0z} + \frac{U_0^2}{2} \frac{\delta_{zz}^*}{\delta_z^*} (1-8p_0 + 12p_0^2) = 0. \quad (8)$$

Это уравнение имеет тривиальные стационарные решения  $p_0 = 1/2$  и  $p_0 = 1/6$ , которые, как будет показано ниже, играют важную роль при определении асимптот решения уравнения (6).

Несмотря на свою сложность, предельное уравнение (8) точно решается для произвольной функции  $\delta_z^*$ . Действительно, можно найти такое преобразование независимой переменной  $z \rightarrow s$ , которое сводит нелинейное уравнение (8) к линейному уравнению для новой переменной  $s$ , если  $s$  рассматривать как **зависимую** переменную, а  $p_0$  – как независимую. Это достигается путем выбора  $s = U_0^2 / \delta_z^{*2}$ . После несложных преобразований получается следующее уравнение:

$$\frac{U_0^2}{\delta_z^{*2}} = \frac{C + p_0(p_0 - 1/2)^2}{9(p_0 - 1/6)^2(p_0 - 1/2)^2}, \quad (9)$$

где  $C$  – постоянная, которая должна быть определена из начальных условий. Из этого уравнения можно сделать важное общее заключение, состоящее в том, что в точке пересечения резонанса вероятность молекулярного состояния строго равна (в рамках применимости предельного уравнения)  $1/6$ . Отсюда далее следует, что для моделей без прохождения резонанса вероятность молекулярного состояния не может превзойти  $1/6$ , следовательно, пересечение резонанса является необходимым условием создания значительной населенности молекулярного уровня.

Легко видеть, что для определения постоянной  $C$  в уравнении (9) надо рассмотреть поведение функции  $\delta_z^{*2}$  при  $t \rightarrow -\infty$ . Нетрудно проверить, что для модели Розена–Зинера (2) и первой модели Демкова–Кунике (3) имеет место  $\lim_{t \rightarrow -\infty} |\delta_z^*| = \infty$ . Налагая теперь начальное условие  $p_0(t = -\infty) = 0$ , получаем  $C = 0$ . Но даже теперь  $p_0$  не определена однозначно. Для того, чтобы сделать правильный выбор, надо сравнить  $p_0$  с численным решением точного уравнения (4). Сравнение показывает, что должна быть взята следующая ветвь решения уравнения (9):

$$p_0 = \frac{1}{6} + \frac{\delta_z^*}{18U_0} \left( \frac{\delta_z^*}{U_0} - S \sqrt{\left( \frac{\delta_z^*}{U_0} \right)^2 + 6} \right), \quad (10)$$

где 
$$S = \text{sgn} \left( \lim_{t \rightarrow -\infty} \delta_t(t) \right). \quad (11)$$

Отметим, что, если в течение эволюции предельное решение (10) превосходит максимальное допустимое значение  $1/2$ , то оно должно быть скомбинировано с тривиальным решением  $p_0=1/2$ . Это происходит, например, в случае первой модели Демкова-Кунике (см. рис.1)

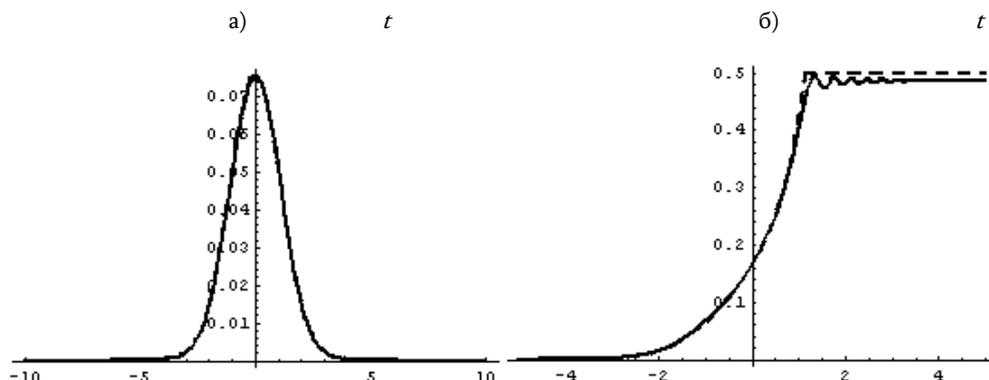


Рис.1. Вероятность молекулярного состояния как функция времени. Сплошная линия – численное решение, пунктирная линия – предельное решение (10). а) Модель Розена–Зинера.  $U_0 = 20$ ,  $\delta_1 = 10$ . б) Первая модель Демкова–Кунике.  $U_0 = 20$ ,  $\delta_1 = 10$ .

Полученное предельное решение (10) является довольно точным приближением. Это показано на рис.1, где мы сравниваем это решение с численным решением уравнения (4). Далее, это решение позволяет сделать несколько общих качественных выводов практической важности.

Предположим, что предельное решение  $p_0$  всегда остается меньше  $1/2$  или, что равносильно,  $\delta_t/U \leq \sqrt{2}$ , если  $S = -1$ , и  $\delta_t/U \geq -\sqrt{2}$ , если  $S = 1$ . Тогда, если

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \delta_z^*(z(t)) = \lim_{t \rightarrow +\infty} \delta_z^*(z(t)), \quad (12)$$

то после взаимодействия система возвращается в свое начальное чистое атомарное состояние. Это происходит, например, когда конфигурация внешнего поля определяется моделью Розена–Зинера (2). Теперь пусть вдобавок  $\delta_z^*$  остается ограниченной в окрестности точки  $t = +\infty$  при любых конечных значениях параметров расстройки и частоты Раби. Тогда конечная вероятность перехода стремится к  $1/6$ , когда  $U_0 = \max[U(t)]$  стремится к бесконечности. Этот результат показывает, что применение больших интенсивностей поля не всегда эффективно для получения большой конечной молекулярной населенности.

Общей чертой полученных предельных решений для модели Розена–Зинера и первой модели Демкова–Кунике является их неосцилляционное поведение. Для нахождения условий, при которых такое поведение имеет место, мы сравнили приближенные решения с численными. Анализ показал, что предельное решение сильно отклоняется от численного по мере уменьшения  $\delta_1$  и  $U_0$  (рис.2). Окончательно, можно заключить, что решение (10) является хорошим приближением при  $U_0 \gg 1$  и  $\delta_1 > 1$ .

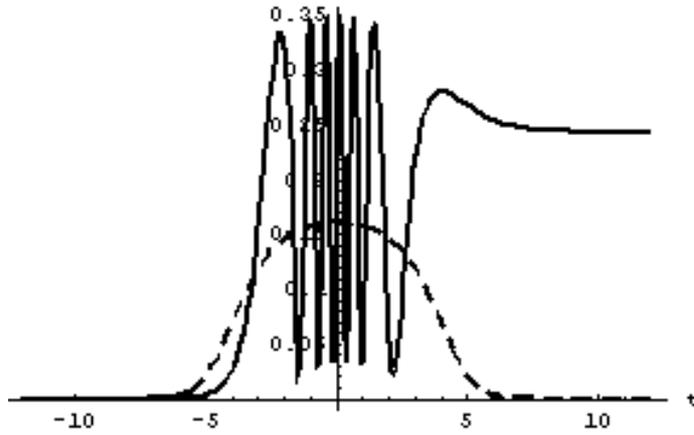


Рис.2. Вероятность молекулярного состояния для модели Розена–Зинера при  $U_0 = 10$ ,  $\delta_1 = 0.2$ . Сплошная линия – численное решение, пунктирная линия – предельное решение (10).

Таким образом, для построения приближенного решения в области изменения параметров  $U_0 \gg 1$  и  $\delta_1 < 1$  должен быть разработан иной подход. Численный анализ показывает, что в последнем случае поведение системы гораздо более «нестабильно»: для временной эволюции вероятности молекулярного состояния характерны быстрые осцилляции с большой амплитудой и переменной частотой. Так что этот предел представляет собой более сложную задачу. В этом случае допустимое приближение строится путем факторизации точного уравнения третьего порядка для вероятности молекулярного состояния (6) следующим образом:

$$\left( \frac{d}{dz} - \frac{\delta_{zz}^*}{\delta_z^*} \right) \left( p_{zz} - \frac{U_0^2}{2} (1 - 8p + 12p^2) + \delta_z^{*2} p \right) - \delta_z^* \delta_{zz}^* p = 0. \quad (13)$$

В случае малой расстройки последний член этого уравнения довольно мал. Более того, следует принять во внимание, что все наиболее значимые изменения в динамике системы происходят в окрестности резонанса. Следовательно, роль последнего члена в уравнении (13) весьма ограничена, и им можно пренебречь. Далее, один раз проинтегрируем полученное усеченное уравнение и разложим его коэффициенты в степенной ряд в окрестности точки  $z = 0$ , оставив лишь члены нулевого порядка. В результате получим следующее приближенное решение, которое выражается через эллиптический синус Якоби [7]:

$$\tilde{p} = p_1 \operatorname{sn}^2[\sqrt{p_2} U_0 (z - z_0); m], \quad (14)$$

где

$$p_{1,2} = \frac{1}{2} \left( \frac{\delta_0^{*2}}{4U_0^2} + 1 \right) \mp \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{\delta_0^{*2}}{4U_0^2} + 1 \right)^2 - \frac{1}{4}}, \quad \delta_0^* = \lim_{z \rightarrow 0} \delta_z^*, \quad m = \frac{p_1}{p_2}. \quad (15)$$

Функция (14) является периодической функцией с периодом

$$T(m) = \frac{\pi}{\sqrt{p_2} U_0} \cdot {}_2F_1(1/2, 1/2; 1; m). \quad (16)$$

Сравнение полученного решения с численным показывает, что совпадение достаточно хорошее лишь в начале взаимодействия. Однако этот результат может быть существенно улучшен подбором значения параметра  $\delta_0^*$ , входящего в решение (14)-(15). Сперва численным расчетом можно убедиться, что всегда может быть найдено такое значение параметра  $\delta_0^* = \tilde{\delta}_0$ , при котором приближенное решение (14) превосходно совпадает с численным (рис.3). Далее, путем применения метода Линштедта-Пуанкаре [8] может быть найдено аналитическое выражение для  $\tilde{\delta}_0$  как функции параметров расстройки и частот Раби (в частности, для модели Розена-Зинера получается  $\tilde{\delta}_0 = 1.2U_0\delta_1$ ).

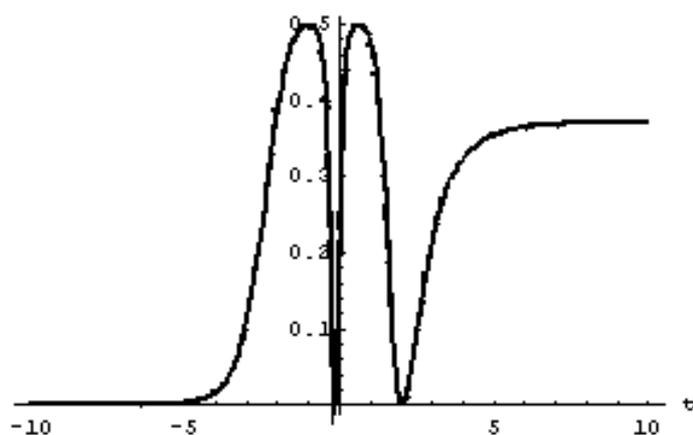


Рис.3. Вероятность молекулярного состояния для модели Розена-Зинера. Сплошная линия – численное решение, пунктирная линия – приближенное решение (14).  $U_0 = 7.2$ ,  $\delta_1 = 0.004$ ,  $\tilde{\delta}_0 \approx 0.0524$ .

Решение (14) аналогично решению нелинейной задачи Раби [9]. Как видим, полученное решение (14) является универсальным для произвольных форм импульса и функций модуляции расстройки: изменение конфигурации лазерного поля влияет лишь на его аргумент и на выражение для  $\tilde{\delta}_0$ , оставляя саму функцию неизменной. Следовательно, в этом режиме взаимодействия качественное поведение системы менее чувствительно к конкретной форме лазерного возбуждения. Другой интересной чертой является тонкая зависимость частоты колебаний вероятности молекулярного состояния от параметров модуляции поля [см. уравнение (16)]. В частности, зависимость частоты колебаний от амплитуды поля нелинейна и, более того, осцилляционна.

Таким образом, мы проанализировали предел сильного взаимодействия ( $U_0 \gg 1$ ) при одноцветной двухмодовой фотоассоциации атомарного Бозе-конденсата и разработали общую стратегию решения задачи для произвольных форм импульса и функций модуляции

расстройки. Мы показали, что существуют два различных сценария динамики системы – режимы малых и больших расстройек. Основной особенностью процесса фотоассоциации в режиме большой расстройки является его почти неосцилляционное поведение, то есть имеют место лишь слабо выраженные осцилляции между атомарным и молекулярным населенностями. Этот режим удовлетворительно аппроксимируется неосцилляционным предельным решением (10). Наоборот, в режиме малой расстройки эволюция системы является существенно осцилляционной: в этом случае решение выражается через осцилляционную синус-функцию Якоби. Причину возникновения осцилляций можно качественно понять, рассмотрев эффективное время взаимодействия для рассматриваемых моделей (2)-(3). При достаточно большом параметре расстройки  $\delta_1$  во временных точках, далеких от  $t = 0$ , где амплитуда поля близка к нулю, взаимодействие довольно слабо, и состояние системы практически не меняется. Однако в случае малых  $\delta_1$  эффективное время взаимодействия, которое пропорционально  $1/\delta_1$ , большое и, следовательно, в течение этого периода времени система значительно меняет свое состояние, несмотря на малость частоты Раби: возникают осцилляции типа Раби с большой амплитудой.

Работа выполнена при поддержке грантов Международного научно-технического центра (ISTC) No. A-1241 и Армянского Национального Фонда Науки и Образования (ANSEF) No. PS-10-2005.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **M.Kostrun, M.Mackie, R.Cote, J.Javanainen.** Phys. Rev. A, **62**, 063616 (2000).
2. **N.Rosen, C.Zener.** Phys. Rev., **40**, 502 (1932).
3. **Yu.N.Demkov, M.Kunike.** Vestn. Leningr. Univ., Fiz. Khim., **16**, 39 (1969); **K.-A. Suominen, B.M.Garraway.** Phys. Rev. A, **45**, 374 (1992).
4. **А.М.Ишханян.** Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 71 (2004).
5. **A.Ishkhanyan, J.Javanainen, H.Nakamura.** Proc. of Conf. Laser Physics-2003, Ashtarak, Armenia, p.112, 2003.
6. **A.Ishkhanyan, J.Javanainen, H.Nakamura.** Phys. A: Math. Gen., **38**, 3505 (2005).
7. **M.Abramowitz, I.A.Stegun.** Handbook of Mathematical Functions. Dover, New York, 1965.
8. **A.H.Nayfeh.** Perturbation Methods. New York, Wiley, 1985.
9. **A.Ishkhanyan, G.Chernikov, H.Nakamura.** Phys. Rev. A, **70**, 053611 (2004).

#### ԱՏՈՄԱԿԱՆ ԲՈԶԵ-ԿՈՆԴԵՆՍԱՏՆԵՐԻ ԵՐԿՄՈՂ ՖՈՏՈԱՍՈՑԻԱՑԻԱՑԻ ՈՒԺԵՂ ՈԶ-ԳԾԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ՌԵԺԻՄՆԵՐԸ

Ռ.Ս. ՍՈՒՆՅԱՆ, Պ.Տ. ՋՈՒԼԶԱԿՅԱՆ, Ա.Մ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ

Բացահայտված են ատոմական Բոզե-Էյնշտեյնյան կոնդենսատների երկմոդ միագույն ֆոտոասոցիացիայի երկու տարբեր ուժեղ ոչ-գծային սցենարներ, որոնք համապատասխանում են կիրառված լազերային դաշտի հաճախության մեծ և փոքր ապալարքերին: Ուսումնասիրելով արտաքին դաշտի կամայական կոնֆիգուրացիաներ՝ ցույց է տրված, որ առաջին դեպքում ֆոտոասոցիացիայի պրոցեսը համարյա մոնոտոն է ժամանակի մեջ, մինչդեռ երկրորդ դեպքում համակարգի էվոլյուցիան դրսևորում է խիստ արտահայտված Ռաբիի տիպի տատանումներ:

STRONG NONLINEARITY REGIMES OF TWO-MODE PHOTOASSOCIATION  
OF ATOMIC BOSE-CONDENSATES

R.S. SOKHOYAN, B.T. JOULAKIAN, A.M. ISHKHANYAN

Two distinct strongly non-linear scenarios of two-mode one-color photoassociation of atomic Bose-Einstein condensates corresponding to large and small detunings of the applied laser field frequency are revealed. By examining arbitrary external field configurations, we show that the photoassociation process in the first case is almost non-oscillatory in time while in the second case the evolution of the system displays strongly pronounced Rabi-type oscillations.

УДК 535.2

## НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ АТОМОВ

Г.Г. АДОНЦ, Э.Г. КАНЕЦЯН

АОЗТ “Лазерная техника”, Ереван

(Поступила в редакцию 20 мая 2005 г.)

Рассмотрена временная эволюция процесса оптической накачки при взаимодействии поляризованного света с атомными переходами с небольшими значениями момента количества движения ( $J_1 = 1/2 \rightarrow J_2 = 1/2$ ;  $J_1 = 1 \rightarrow J_2 = 0$ ). Исследованы условия образования оптической ориентации (выстраивания) в зависимости от полной энергии, интенсивности и длительности импульса.

В последнее время активно исследуются нелинейные эффекты, связанные с оптической когерентностью в поле поляризованного лазерного излучения в многоуровневых резонансных средах. В работе [1] экспериментально и теоретически исследовано возбуждение кросс-поляризованной волны при сложении двух разных процессов второго порядка. Самовращение резонансного эллиптически поляризованного света в свободных от столкновений парах рубидия изучено в работе [2]. Результаты расчетов методом матрицы плотности сравнены с данными измерений самовращения для линий  $D_1$  и  $D_2$  паров рубидия. Найдено, что эффекты самовращения, включающие индивидуальные сверхтонкие переходы, подавляются вследствие доплеровского уширения и доминирующими могут оказаться ранее не известные эффекты взаимодействия света с множественными сверхтонкими переходами. Перенос населенности в  $\Lambda$ -системе с промежуточными состояниями, принадлежащими к непрерывному спектру, исследовался в [3]. В работах [4,5] показана возможность реализации “локальной” инверсии населенностей между магнитными подуровнями верхнего и нижнего состояний атома Cs вследствие процесса оптической накачки магнитных подуровней. Наличие такой инверсии приводит к усилению спонтанного излучения на ортогональной поляризации, как в направлении лазерного излучения, так и в обратном направлении, что экспериментально подтверждено с использованием методов поляризационной спектроскопии в парах Cs на линии  $D_2$ .

Особый интерес представляет изучение явления оптической накачки, так как на его основе работает ряд приборов квантовой электроники. Обычно задачи, в которых теоретически рассматривается явление оптической накачки, решаются в стационарном случае [6-9], т.е. предполагается, что длительности импульсов значительно больше, чем времена релаксации в системе. При этом за время взаимодействия света со средой устанавливается ста-

ационарное распределение заселенностей по магнитным подуровням. В рассматриваемой системе релаксация обусловлена двумя различными механизмами – это радиационный распад и столкновительные процессы. В реальной экспериментальной ситуации времена столкновительной релаксации  $\tau_c$  могут быть на несколько порядков больше, чем времена радиационной релаксации  $\tau_r$ . Поэтому представляет интерес рассмотрение данного явления для импульсов с длительностью, достаточной для установления стационарного взаимодействия по радиационным процессам, но в то же время значительно более коротких, чем времена столкновительной релаксации.

В настоящей работе рассматривается временная эволюция процесса оптической накачки для времени  $\tau_r < \tau_p < \tau_c$ .

Целью настоящей работы является построение нестационарной нелинейной теории прохождения эллиптически поляризованной волны через резонансную среду с учетом всех возможных процессов релаксаций. Теория развита в представлении неприводимых тензорных операторов, когда удается диагонализировать матрицу релаксаций и ввести эффективные времена распада, связанные как с релаксацией заселенности, так и с релаксацией когерентности между магнитными подуровнями резонансной системы. Решение такой нестационарной задачи позволяет подробно проанализировать динамику образования оптической ориентации и выстраивания в системе атомов и выявить условия ее образования в зависимости от полной энергии импульса, интенсивности и длительности.

Рассмотрим прохождение поляризованного излучения с электрическим вектором

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}(z, t) e^{-i\omega t + ikz} + \text{c.c.} \quad (1)$$

через резонансную среду, состоящую из идентичных двухуровневых атомов. В поле поляризованного излучения снимается вырождение атомных уровней и реально задача сводится к взаимодействию излучения с совокупностью многоуровневых атомов. Ограничимся рассмотрением атомных переходов с небольшими значениями момента количества движения, а именно,  $1/2 - 1/2$  и  $1 - 0$ .

На переходе  $1/2 - 1/2$  для  $z$ -компоненты вектора ориентации атомов  $\eta^z$  из системы уравнений для компонент матрицы плотности [10,11] можно получить

$$\frac{\partial \eta^z}{\partial t} = -\frac{\gamma'}{6} \left\{ \frac{G_+ - G_-}{\Phi} + \frac{G_+ + G_- + 2G_+ G_-}{\Phi} \eta^z \right\}, \quad (2)$$

где

$$\Phi = 1 + G, \quad G = \frac{1}{2}(G_+ + G_-).$$

Здесь  $G_{\pm} = P_{\pm} / P_s$  – это безразмерные параметры мощности,  $P_{\pm} = (c / 4\pi) |E_{\pm}|^2$  – мощность волны,  $P_s = 3c\hbar^2 \gamma' / 8\pi |d|^2 (1 + \delta^2)$  – величина мощности насыщения в скалярном случае,  $\delta = \varepsilon / \gamma$ ,  $\varepsilon = \omega - \omega_0$  – расстройка резонанса,  $d$  – приведенный матричный элемент дипольного перехода,  $\gamma$  – однородная ширина,  $(\gamma')^{-1} = \tau$  – время релаксации полной

заселенности.

При получении уравнения (2) для  $\eta^z$  предполагалось, что длительность импульса значительно меньше времени столкновительной релаксации и гораздо больше, чем времена радиационной релаксации.

Из (2) для  $\eta^z$  можно получить

$$\eta^z = -\frac{\gamma'}{6} e^{-\lambda(t)} \int_{-\infty}^t \frac{G_+(t') - G_-(t')}{\Phi(t')} e^{\lambda(t')} dt', \quad (3)$$

где

$$\lambda(t) = \frac{\gamma'}{6} \int_{-\infty}^t \frac{G_+(t') + G_-(t') + 2G_+(t')G_-(t')}{\Phi(t')} dt'.$$

Для циркулярно-поляризованной волны выражение (3) можно проинтегрировать, при этом для степени ориентации получим

$$\eta^z = -1 + e^{-\lambda(t)}, \quad \lambda(t) = \frac{\gamma'}{3} \int_{-\infty}^t \frac{G(t')}{1+G(t')} dt'. \quad (4)$$

Здесь  $\lambda(t)$  – фактор, определяющий эффективное время установления ориентации в поле циркулярно-поляризованной волны.

Если в любой момент времени значение параметра мощности значительно больше единицы ( $G(t) \gg 1$ ), то для степени ориентации имеем

$$\eta^z = -1 + e^{-\frac{\gamma t}{3}}. \quad (5)$$

Для импульсов с большими мощностями полная ориентация устанавливается за времена  $t \sim 3\tau$  и не зависит ни от величины самой мощности, ни от полной энергии импульса. Иначе говоря, когда скорость вынужденных переходов в поле много больше скорости спонтанного распада, то время установления процесса определяется только спонтанным распадом и не зависит от параметров поля.

Проведем численные оценки времени формирования эффекта оптической накачки на примере резонансного перехода  $1/2 \rightarrow 1/2$ , реализующегося, в частности, в парах щелочных металлов. В реальной экспериментальной ситуации времена столкновительной релаксации  $\tau_c$  составляют порядка  $10^{-(5+6)}$  сек, что на несколько порядков больше, чем время радиационной релаксации  $\tau_r \sim 10^{-8}$  сек. Поэтому для импульсов с длительностью  $\tau$ , удовлетворяющей неравенству  $10^{-8}$  сек  $< \tau < 10^{-(5+6)}$  сек, время установления ориентации составляет  $t \sim 3\tau \sim 3 \cdot 10^{-8}$  сек и не зависит ни от величины мощности насыщающей волны, ни от полной энергии импульса.

Волновое уравнение для тока перехода  $\eta_{12}$  имеет вид

$$\left( \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = - \frac{4\pi N d \omega^2}{\sqrt{3} c^2} \eta_{12}^*, \quad (6)$$

где

$$\eta_{12} = - \frac{id(1-i\delta)}{2\sqrt{3}\hbar(1+\delta^2)} e^{-\lambda} \frac{E_+^*}{1+G}. \quad (7)$$

Для изменения интенсивности волны из волнового уравнения (6) можно получить

$$\frac{\partial G}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial G}{\partial t} = -\alpha_0 e^{-\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial t}, \quad (8)$$

где  $\alpha_0 = 4\pi N \omega |d|^2 / 3c\hbar\gamma(1+\delta^2)$  – коэффициент линейного поглощения.

В линейном приближении по интенсивности система интегро-дифференциальных уравнений (4),(8) для  $G, \lambda$  решается, и для поглощения полной энергии имеем

$$\lambda(t) = \ln[1 + e^{-\alpha_0 z} (e^{\lambda_0(t)} - 1)], \quad (9)$$

где  $\lambda(t) = \frac{\gamma'}{3} \int_{-\infty}^t G(t') dt'$  – полная энергия импульса.

При малых интенсивностях существенную роль в оптической ориентации атомов играет полная энергия излучения. Если начальная энергия достаточно велика ( $\lambda_0 \gg 1$ ,  $\alpha_0 z \leq \lambda_0$ ), то закон поглощения (8) принимает вид

$$\lambda(t) = \lambda_0(t) - \alpha_0 z, \quad (10)$$

т.е. в поглощении полной энергии, при больших энергиях имеет место насыщение. При малых значениях полной энергии ( $\lambda_0 \ll 1$ ) уравнение (9) принимает вид

$$\lambda(t) = \lambda_0(t) e^{-\alpha_0 z}, \quad (11)$$

т.е. имеем обычный закон поглощения для импульсов с малой энергией.

Если поляризация волны несколько отличается от циркулярной, а именно, имеются достаточно сильная компонента  $G_+$ , ответственная за оптическую накачку, и слабая компонента  $G_-$ , то для закона поглощения слабой компоненты можно получить:

$$G_- = G_-^0 e^{-2\alpha_0 z} e^{\alpha_0 \int_0^\eta e^{-\lambda(\xi, \eta')} d\eta'}, \quad \xi = t - \frac{z}{c}, \quad \eta = z. \quad (12)$$

где  $\lambda(t)$  определяется формулой (4).

Для больших значений  $\lambda$  ( $\lambda \gg 1, e^{-\lambda} \rightarrow 0$ ) закон поглощения имеет вид

$$G_- = G_-^0 e^{-2\alpha_0 z}; \quad (13)$$

т.е. благодаря полной ориентации атомов вдвое увеличивается число атомов, взаимодействующих с волной  $G_-$ , что в свою очередь изменяет коэффициент поглощения.

При малых значениях  $\lambda$  ( $\lambda \ll 1, e^{-\lambda} \rightarrow 1$ ) отсутствует эффект оптической ориентации и закон поглощения имеет вид

$$G_- = G_-^0 e^{-\alpha_0 z}. \quad (14)$$

Подобная теория может быть развита и на переходе  $1-0$ . В данном случае теория усложняется тем, что наряду с ориентацией сильным светом создается также и выстраивание.

Аналогично вышеполученным результатам для перехода  $1-0$  получим следующее. Циркулярно-поляризованная волна создает как ориентацию, так и выстраивание, при этом  $z$ -компонента вектора ориентации и  $zz$ -компонента тензора выстраивания изменяются во времени по закону

$$\eta^z = \frac{1}{2}(e^{-\lambda_1} - 1), \quad \eta^{zz} = -\frac{1}{3}\eta^z. \quad (15)$$

Линейно-поляризованной волной создается только выстраивание, для  $\eta^{zz}$  при этом имеем

$$\eta^{zz} = \frac{1}{3}(e^{-\lambda_1} - 1). \quad (16)$$

В формулах (15) и (16)  $\lambda_1(t)$  имеет вид

$$\lambda_1 = \frac{\gamma'}{3} \int_{-\infty}^t \frac{G(t')}{1 + \frac{2}{3}G(t')} dt', \quad (17)$$

где

$$G = \frac{4}{3} \frac{|d|^2 (\mathbf{E}\mathbf{E}^*)}{\hbar^2 \gamma'}.$$

Волновые уравнения как для линейно-, так и для циркулярно-поляризованных волн имеют вид (8), где вместо  $\lambda(t)$  нужно подставить  $\lambda_1(t)$  из (17). Для закона поглощения полной энергии будем иметь выражения, аналогичные (9). В отличие от перехода  $1/2-1/2$ , на переходе  $1-0$  неравномерное распределение заселенности по магнитным подуровням (ориентация, выстраивание) создается как линейно-, так и циркулярно-поляризованными волнами. Причем без учета столкновительной релаксации процесс установления неравномерной заселенности на переходе  $1-0$  во времени развивается одинаково для линейно- и циркулярно-поляризованных волн.

Таким образом, нами развита нелинейная нестационарная теория распада поляризованного света в четырехуровневых системах с малыми моментами количества движения (переходы  $I_1 = 1/2 \rightarrow I_2 = 1/2$  и  $I_1 = 1 \rightarrow I_2 = 0$ ). Продемонстрировано, что в общем случае задача о взаимодействии поляризованного света с двухуровневым атомом сводится к задаче о взаимодействии света с многоуровневой системой магнитных подуровней. Теория развита в  $kq$ -представлении в общем случае для эллиптически поляризованной волны с учетом всех возможных процессов релаксаций. Найдены характерные времена распада мультипольных моментов уровней ( $k = 0$  – заселенности,  $k = 1$  – ориентации,  $k = 2$  – выстраивания), которые имеют наглядный физический смысл и характеризуют распад атомной системы в системе магнитных подуровней в полях с различной поляризацией

(круговой, линейной). Проведены численные оценки времен распада для паров щелочных металлов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **G.I.Petrov, O.Albert, N.Minkovski**, et al. J. Opt. Soc. Amer. B, **19**, 268 (2002).
2. **S.M.Rochester, D.S.Hsiung, D.Budker**, et al. Phys. Rev. A, **63**, 043814 (2001).
3. **A.Raczynski, A.Rezmerska, I.Zaremba**. Phys. Rev. A, **63**, 025402 (2001).
4. **D.Sarkisyan, A.Քարոյան**. Technical Digest of the XVI Internat. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO'98), Moscow, Russia, TuI3 [invited], 1998, p.23.
5. **A.V.Քարոյան, R.G.Unanyan, K.Bergmann**. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gessellschaft, **4**, 414 (1999).
6. **L.C.Balling**. Adv. Quant. Electr., **3**, 1 (1975).
7. **P.G.Pappas** et al. Phys. Rev. A, **21**, 1955 (1980)
8. **Մ.Բ.Գորնый, Ժ.Լ.Մարկման, Բ.Գ.Մատիսով**. ЖПС, **40**, 110 (1984).
9. **Ա.Ս.Կազանցև, Վ.Տ.Տմիրնով** и др. Оптика и спектроскопия, **57**, 199 (1984).
10. **G.G.Adonts, D.G.Ակորյան, Կ.Վ.Արուտյունյան**. J. Phys. B., At. Mol. Phys., **19**, 4113 (1986).
11. **Վ.Մ.Արուտյունյան, Ժ.Գ.Այոպյան**. Изв. АН Арм. ССР, Физика, **19**, 222 (1984).

#### ՈՉ ՍՏԱՅԻՈՆԱԸ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄՂՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ԸՆԹԱՅՔՈՒՄ

Գ.Գ. ԱԴՈՆՑ, Է.Գ. ԿԱՆԵՏՅԱՆ

Դիտարկված է օպտիկական մղման պրոցեսի ժամանակային էվոլյուցիան շարժման քանակի մոմենտի փոքր արժեքներով ( $J_1 = 1/2 \rightarrow J_2 = 1/2$ ;  $J_1 = 1 \rightarrow J_2 = 0$ ) ատոմային անցումների և բևեռացված լույսի փոխազդեցության դեպքում: Հետազոտված են օպտիկական օրիենտացիայի (դասավորման) ձևավորման պայմանները՝ կախված իմպուլսի ամբողջական էներգիայից, ինտենսիվությունից և տևողությունից:

#### NON-STATIONARY EFFECTS IN OPTICAL PUMPING OF ATOMS

G.G. ADONTS, E.G. KANETSYAN

Time evolution of optical pumping process is considered for polarized radiation interaction with atomic transitions with small angular momenta ( $J_1 = 1/2 \rightarrow J_2 = 1/2$ ;  $J_1 = 1 \rightarrow J_2 = 0$ ). The conditions of optical orientation (alignment) formation depending on the total energy, intensity, and duration of pulse are investigated.

УДК 535.534

## НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ВРЕМЯРАЗРЕШЕННАЯ ВУФ-СПЕКТРОСКОПИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ КОРУНДА

В.В. АРУТЮНЯН<sup>1</sup>, Э.А. АХВЕРДЯН<sup>1</sup>, В.Н. МАХОВ<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ереванский физический институт им. А.И.Алиханяна

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Лебедева НАН России

(Поступила в редакцию 22 июня 2005 г.)

Исследована ВУФ-люминесценция необлученных и облученных электронами монокристаллов корунда с разрешенной по времени спектроскопией с использованием синхротронного излучения при низких температурах. Показано, что в облученных кристаллах корунда возбуждение самосокращенного экситона простирается в область межзонных переходов. Установлено, что в облученном корунде времена распада полосы эмиссии 7.6 эВ составляют 7 нс и 24 нс. Обсуждены природа и динамика электронных возбуждений до и после облучения в монокристаллах корунда.

### 1. Введение

Окисные материалы, и в особенности оксид алюминия  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  (корунд), имеют много технологических применений, где используются их превосходные механические, тепловые и электронные свойства. Монокристаллы корунда являются радиационно-стойкими материалами и используются для создания активных сред в оптоэлектронных системах лазерных элементов, и поэтому очень важно знать изменения оптических свойств при воздействии на них высокоэнергетичными частицами, например, электронами.

Оптические (люминесцентные) свойства монокристаллов корунда в вакуумноультрафиолетовой (ВУФ) области исследованы в работах [1-9]. Из литературы известно, что кристаллы оксида алюминия  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  характеризуются яркой люминесценцией с максимумом интенсивности на 7.5 эВ (165 нм). В работе [10] предполагалось, что полоса люминесценции на 7.5 эВ является свечением электрон-дырочной рекомбинации или автолокализованных экситонов с одноцентровой дырочной структурой  $O^-$ . Квантовый выход люминесценции данной полосы составляет не менее 20% при возбуждении фотонами 9.0 эВ. Исследования длинноволнового края фундаментального поглощения показали, что пик отражения в корунде при 9.2 эВ имеет экситонную природу [11,12] и формируется сильным электрон-фононным состоянием, приводящим к автолокализации, что подтверждено правилом Урбаха с характерными параметрами  $E_0 = 9.0$  эВ,  $\alpha = 10^5$  см<sup>-1</sup>, где  $E_0$  – ширина запрещенной зоны,  $\alpha$  – коэффициент поглощения [10].

Кинетические измерения свечения полосы 7.5 эВ показали наличие трех компонент затухания  $\tau$  (22 нс, 230 нс и  $\geq 2000$  нс) люминесценции с незначительными спектральными отличиями [8]. Отметим также, что свечение полосы рентгенолюминесценции на 7.5 эВ в направлении, параллельном оптической оси  $\zeta_3$ , в несколько раз больше, чем в направлении, перпендикулярном  $\zeta_3$ .

В связи с этим представляется целесообразным рассмотреть роль иных процессов, в частности, радиационно-стимулированных процессов, активно влияющих на кинетику формирования люминесценции. Исходя из изложенного выше, становится ясно, что во многих случаях целесообразно спектральные измерения дополнить разрешенными по времени измерениями с целью получения ценной спектроскопической информации.

С появлением возможности использования синхротронного излучения (СИ), например, в области физики твердого тела, изучаемый спектральный диапазон был расширен от ВУФ до рентгеновской области. Помимо широкого непрерывного спектра, СИ обладает высокой степенью поляризации и импульсной временной структурой, что дает дополнительные методические возможности при его использовании.

Целью данной работы было изучение люминесцентных свойств монокристаллов корунда в ВУФ области с использованием разрешенной по времени спектроскопии при низких температурах.

## 2. Экспериментальная методика

Исследования были выполнены на экспериментальной установке Superlumi в DESY (Гамбург, Германия) в области 4–30 эВ с применением СИ. Спектры эмиссии регистрировались ВУФ монохроматором типа 0.5-Роиеу, оборудованным солнечно-слепым фотоумножителем P6838 с разрешением 2 нм. Автоматизированная система управления экспериментом позволяла измерять спектры люминесценции, возбуждения люминесценции, а также исследовать временные характеристики в наносекундном диапазоне. Возбуждение и излучение были зарегистрированы в интегральном режиме и в режиме временных окон шириной  $\Delta t$  и с расстоянием между ними  $\delta t$  относительно импульса возбуждения СИ [3,5]. Спектры измерены с разрешением 0.03–0.05 эВ.

Объектами исследований являлись номинально чистые (нелегированные) монокристаллы корунда  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , выращенные методом горизонтально-направленной кристаллизации (ГНК), необлученные и облученные высокоэнергетичными электронами с энергией 50 МэВ на линейном ускорителе АРУС [5,6]. Оптическая ось  $\zeta_3$  кристаллов при измерениях была параллельна вектору поляризации СИ.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Из экспериментальных результатов следует, что люминесценция полосы 7.6 эВ эффективно возбуждается на краю собственного поглощения, а именно, в области спектра 8.8–9.3 эВ. На рис.1 приведены спектры свечения как необлученных, так и облученных электронами монокристаллов корунда, возбужденных фотонами 8.94 эВ (а) и 9.05 эВ (б) при 15 К. Из спектров видно, что доминирует полоса люминесценции с максимумом 7.6 эВ, но при этом отличаются относительные интенсивности индуцированного излучения. Столь сложная структура спектров эмиссии обусловлена составляющими компонентами – быстрой компонентой, обнаруженной в течение  $t = 22$  нс, и медленной компонентой  $\Delta t = 103$  нс, с задержками  $\delta\tau = 4$  нс и  $\delta\tau = 45$  нс, соответственно, относительно импульса возбуждения СИ. Вклад медленной компоненты простирается в экситонную область, формирующую пик возбуждения при 9.05 эВ.

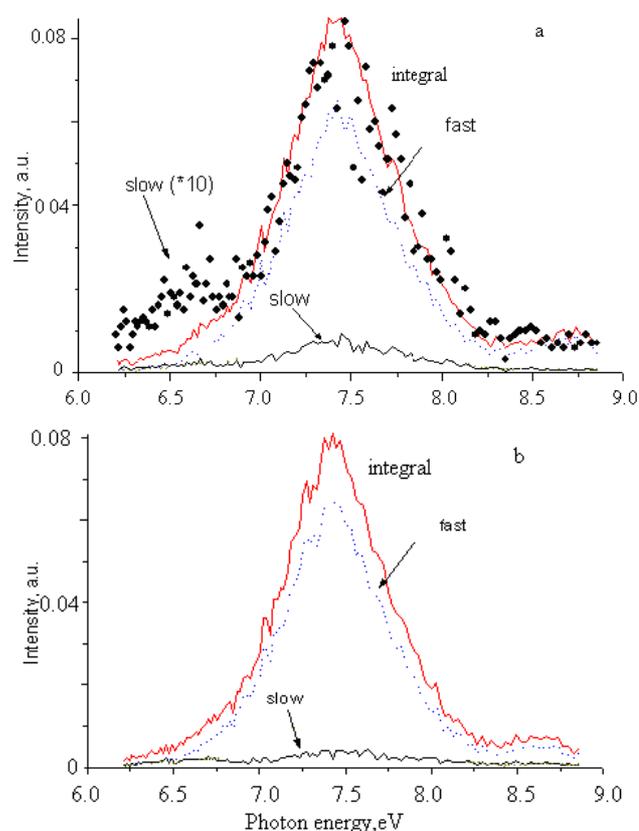


Рис.1. Разрешенные по времени спектры эмиссии монокристаллов корунда, возбужденных фотонами с энергиями 8.94 эВ (а), 9.05 эВ (б) при температуре 15 К. Параметры использованных временных окон: быстрая  $\Delta t = 22$  нс и  $\delta\tau = 4$  нс, и медленная  $\Delta t = 103$  нс и  $\delta\tau \approx 45$  нс. а) необлученный корунд (ГНК), б) облученный электронами корунд (ГНК) с дозой  $6 \cdot 10^{17}$  эл/  $\text{см}^2$ .

Как видно из рис.1а,б, формы полос люминесценции 7,6 эВ для облученного и необлученного кристаллов, полученные при возбуждении в области прямого создания экситонов и в области межзонных переходов, аналогичны.

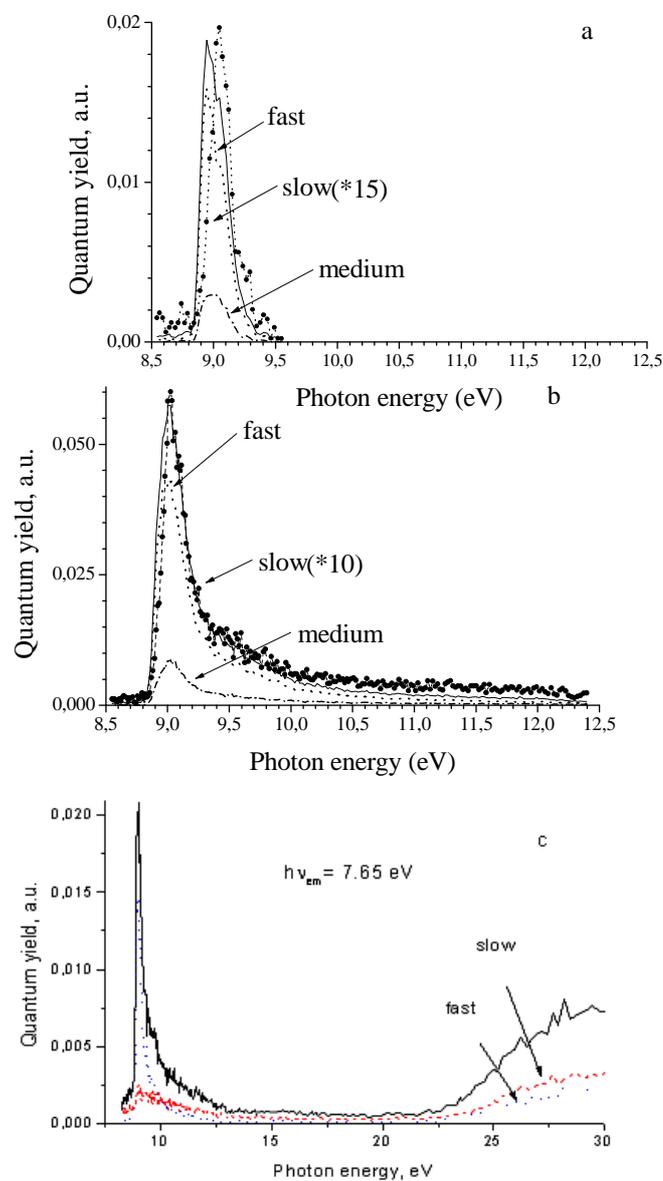


Рис.2. Разрешенные по времени спектры возбуждения ВУФ-излучения при температуре 15 К. Параметры использованных временных окон: быстрая  $\Delta t = 22$  нс и  $\delta\tau \approx 4$  нс, и медленная ( $t = 103$  нс и  $\delta\tau \approx 45$  нс). а) необлученный корунд (ГНК), б) облученный электронами корунд (ГНК) с дозой  $6 \cdot 10^{17}$  эл/см<sup>2</sup>, зарегистрированные при 7.5 эВ, с) возбуждение полосы 7.65 эВ для облученного корунда.

На рис.2а интенсивность эмиссии 7.6 эВ необлученных образцов чрезвычайно низка при возбуждении в области межзонных переходов, тогда как для облученных образцов эффективность возбуждения простирается до нескольких эВ (рис.2b). В более высокоэнергетичной области  $h\nu > 25$  эВ эмиссия полосы 7.6 эВ вновь появляется в результате процесса размножения электронных возбуждений (рис.2с) [4–6].

Исследование кинетики распада для обоих образцов – необлученного и облученного при возбуждении 9.02 эВ и 27.5 эВ и при температуре 15 К показало, что для полосы эмиссии 7.6 эВ времена распада составляют 8.5 нс, 26.5 нс и 7 нс, 24 нс.

При изучении ВУФ люминесценции с помощью СИ нами показано, что время распада в области фундаментального поглощения 8.8 эВ – 9.3 эВ составляет около 6 нс [5]. Увеличение времени распада в облученных кристаллах связано с процессом умножения электронных возбуждений. В необлученных образцах корунда эффективное возбуждение 7.6 эВ охватывает диапазон энергии от экситонной области до 9.5 эВ. В облученных электронами монокристаллах корунда, где содержится определенное количество радиационных дефектов (концентрация F и F<sup>+</sup>-центров равна  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>) [12], спектр возбуждения эмиссии простирается в область межзонных переходов.

Такое поведение полосы эмиссии 7.6 эВ при фотовозбуждении в области межзонных переходов, по-видимому, связано с рекомбинацией электронов и дырок как на участках кристаллической решетки, так и около образовавшихся радиационных дефектов. Этот экспериментальный результат подтверждает, что наблюдаемая эмиссия 7.6 эВ в корунде есть излучающий распад самосокращенного экситона [4]. Такой вид связанных экситонов может существовать в системе, где электрон и дырка отдельно не подвергаются самозахвату в ловушки, в то время как сумма их потенциалов деформации достаточна для формирования и рекомбинации экситона.

Таким образом, вероятность рекомбинации свободных электронов и дырок низка при возбуждении СИ в необлученных образцах и, наоборот, наблюдается высокая эффективность рекомбинации в облученных кристаллах в результате образовавшихся и распада самосокращенных экситонов. Однако на этот вопрос можно дать полный ответ, если использовать другие источники излучения, например, лазер на свободных электронах.

При энергиях фотонов возбуждения  $h\nu > 25$  эВ квантовая эффективность полосы эмиссии 7.6 эВ очень низка по сравнению с прямым оптическим созданием экситонов [3]. Новое появление эмиссии 7.6 эВ при  $h\nu > 25$  эВ можно объяснить увеличением плотности электрон-дырочных пар или прямым созданием вторичных экситонов в процессе размножения электронных возбуждений (РЭВ) [5,6].

Характерное время распада для полосы эмиссии 7.6 эВ в спектре возбуждения в области РЭВ составлял 24 нс. Это связано с тем, что рекомбинация электрон-дырочных пар происходит с задержкой из-за захвата дефектов ловушками (рис.2с).

Следует отметить, что процесс формирования вторичных экситонов хорошо изучен в щелочно-галоидных кристаллах [13] и аналогичен природе электронных возбуждений наблюдаемых нами полос свечения в монокристаллах корунда.

#### 4. Заключение

Спектрально-кинетические данные выявили характерные особенности люминесценции кристаллов корунда, а именно, полосу эмиссии 7.6 эВ, которая эффективно возбуждается в области межзонных оптических переходов при наличии дефектов, образовавшихся в процессе радиационного облучения. Это означает, что наличие рекомбинации в спектре люминесценции при межзональном возбуждении (через состояния экситонов и электрон-дырочных пар) приводит к эффективной миграции энергии в исследуемых образцах. Отсутствие каналов рекомбинации указывает на полную локализацию электронных возбуждений. Причиной увеличения квантового выхода в облученных кристаллах является подавление переноса энергии к центрам безызлучательной рекомбинации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **W.A.Runcimann**. Solid State Commun., **6**, 537 (1968).
2. **A.I.Kuznetsov, B.R.Namozov, V.V.Murk**. Phys. Stat. Sol., **27**, 1819 (1985).
3. **M.Kirm, G.Zimmerer, E.Feldbach, A.I.Lushchik, Ch.Lushchik, F.Savikhin**. Phys. Rev., **60**, 502 (1999).
4. **A.Lushchik, I.Martinson, P.Liblik**. J. Elect. Spectr. Rel. Phenomena, **101-103**, 587 (1999).
5. **V.V.Harutunyan, E.A.Hakhverdyan, T.S.Hakobyan, V.A.Gevorkyan, V.A.Grigoryan, V.N.Makhov**. Phys. Stat. Sol. (a), **171**, 623 (1999).
6. **V.V.Harutunyan, V.A.Gevorkyan, V.N.Makhov**. The European Phys. J. B **12**, 31 (1999).
7. **A.I.Surdo, S.V.Kortov, A.A.Pustovarov**. Rad. Measur., **33**, 587 (2001).
8. **С.В.Кортов, И.И.Мильман, С.В.Никифоров, В.Е.Пеленев**. ФТТ, **45**, 1202 (2003).
9. **С.В.Горбунов, А.Ф.Зацепин, В.А.Пустоваров, С.О.Чолах**. ФТТ, **47**, 708 (2005).
10. **К.И.Кузнецов, В.В.Мюрк**. Изв. АН ЭССР, Физика, Математика, **36**, 193 (1987).
11. **В.В.Соболев, С.В.Смирнов, В.Вал.Соболев**. ФТТ, **43**, 1980 (2001).
12. **В.В.Арутюнян**. Поверхность, рентген., синхротрон. и нейтрон. иссл., **7**, 69 (2001).
13. **A.Lushchik, R.Kink, Ch.Lushchik, M.Kirm**. Phys. Rev., **B 53**, 5379 (1966).

#### LOW-TEMPERATURE TIME-RESOLVED VUV- SPECTROSCOPY OF CORUNDUM SINGLE CRYSTALS

V.V. HARUTUNYAN, E.A. HAKHVERDYAN, V.N. MAKHOV

VUV-luminescence of both electron-irradiated and non-irradiated corundum single crystals is studied. VUV time-resolution spectroscopy is used together with the synchrotron radiation at low temperatures. It is shown that in the irradiated corundum single crystals the excitation of self-reduced exciton reaches the band-to-band transition region. It is revealed that decay times of the 7.6 eV emission band in the irradiated corundum are 7 ns and 24 ns. The nature and dynamics of electronic excitations for corundum single crystals before and after irradiation are discussed.

УДК 539.17

## ПРОГРАММНОЕ ВВЕДЕНИЕ МИШЕННОЙ СИСТЕМЫ В УСТАНОВКУ КЛАС И ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОПРАВОК НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ В ВЕЩЕСТВЕ МИШЕНИ

Н.Б. ДАШЬЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 7 июля 2005 г.)

Описан метод программной имплементации (“введения”) имитированной мишенной системы установки КЛАС, точно воспроизводящий реальную картину комплекса мишень-детектор, что позволяет вычислить поправки на измеренные импульсы заряженных частиц, обусловленные энергетическими (импульсными) потерями в веществе мишенной системы. Путем анализа распределения недостающей массы показано, что найденные поправки хорошо восстанавливают значения импульсов протонов, измеренные в квазиупругом  $d(e, e'p)$  рассеянии.

### 1. Введение

В исследованиях в области современной ядерной физики и физики высоких энергий используются сложные многопараметрные экспериментальные установки. Получение искомых физических результатов требует учета влияния применяемой сложной аппаратуры на эти результаты. Для такого учета, как правило, используется Монте-Карло имитация как используемой установки и изучаемого явления, так и процесса регистрации и идентификации последнего. Для этой цели созданы сложные программные пакеты, одним из которых является часто применяемый пакет GEANT [1].

Группа физиков Ереванского физического института проводит исследования по ядерной физике высоких энергий в американском научном центре СЕБАФ, на установке КЛАС [2], представляющей собой комплекс магнитных спектрометров, покрывающих почти  $4\pi$ -пространство. Каждая серия исследований с помощью КЛАС требует изменения конфигурации мишенной системы, что влечет за собой необходимость соответствующих изменений в учете влияния установки. К числу требующих внимания воздействий установки относится изменение энергии (импульса) регистрируемых заряженных частиц, обусловленное ионизационными потерями в веществе детектора и, в частности, в веществе мишенной системы. Для вычисления поправок в случае установки КЛАС используется программная система GSIM (Geant Simulation) [3], созданная на основе пакета GEANT и реализующая геометрию установки, с возможностью изменения и дополнения отдельных узлов,

в том числе и мишенной системы. В настоящей работе описаны процедура введения в программную систему новых мишенных систем, способ нахождения поправок и их величины.

## 2. Установка КЛАС

Установка КЛАС (CLAS → Cebaf Large Acceptance Spectrometer) предназначена для изучения процессов электро- и фоторождения на нуклонах и ядрах при первичной энергии до 6 ГэВ, в широком диапазоне передаваемых импульсов и энергий. КЛАС состоит из шести секторов, каждый из которых функционирует как независимый магнитный спектрометр в 1/6 части углового пространства. Шесть сверхпроводящих колец генерируют тороидальное магнитное поле в азимутальном направлении. Каждый сектор оснащен многопроволочными дрейфовыми камерами (DC) [4], времяпролетными сцинтилляционными счетчиками (SC) [5], покрывающими в лабораторной системе координат угловой интервал от  $8^\circ$  до  $143^\circ$ . В переднем направлении ( $8^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ ) расположены газовые пороговые черенковские счетчики (CC) [6] и электромагнитный калориметр, представляющий собой сэндвич сцинтилляторов и свинцовых слоев [7]. Установка позволяет регистрировать как заряженные, так и нейтральные частицы в широком интервале углов и импульсов [2]. Как было сказано выше, наиболее мобильной частью установки КЛАС является ее мишенная система (МС). Используются как газовые и жидкокриогенные, так и твердые мишени. Все мишени устанавливаются в центре КЛАС посредством дистанционного управления. Параметры (температура и давление) газовых и жидкокриогенных мишеней записываются непрерывно в течение всего эксперимента.

## 3. Введение мишени в программный пакет GSIM

GSIM реализует модель установки на основе пакета GEANT3.21. Он состоит из центрального управляющего и регулирующего пакета, который вызывает большое количество специальных пакетов, описывающих геометрию и отклик детектора. Модульная структура программы, а также широкое использование заложенных в GEANT возможностей, позволяют легко манипулировать геометрией детектора, создавая его прототип, точно соответствующий определенному эксперименту.

Эксперименты на установке КЛАС сгруппированы в так называемые “раннинг периоды”, согласно типу пучка и мишени. Описанный в настоящей работе анализ проводился на основе данных эксперимента e5, в котором электроны с энергией 2.6 и 4.32 ГэВ рассеивались на криогенных мишенях водорода ( $^1\text{H}$ ) и дейтерия ( $^2\text{D}$ ). Особенностью использованной в этом эксперименте мишени явилась “дуальная ячейка”. Под пучком должны были одновременно присутствовать обе “жидкие” мишени, что потребовало определенного конструкторского решения. На рис.1а изображен конструкторский эскиз продольного сечения реальной мишени, который должен был быть имитирован (“введен”) в код GSIM. Построение геометрии мишени в коде GSIM было произведено (пакет UGEOM) с учетом всех конструкторских деталей (форма, размер, позиционирование), а также параметров использованных материалов (плотность, состав). На рис.1б изображена мишень, уже “введенная” в GSIM (пакет DRAW). Использование пакета FFREAD позволило, в

зависимости от поставленной задачи, легко манипулировать разными частями геометрического построения, а также разыгрывать вершину взаимодействия пучка электронов или фотонов в нужном объеме мишени. Как и в реальном случае, имитированная мишень размещалась в также имитированной камере рассеяния, обеспечивающей вакуум для мишени ячейки. Точность имитации проверялась при помощи экспериментальных данных, полученных на пустой реальной мишени, облученной электронным пучком с энергией 2.6 ГэВ.

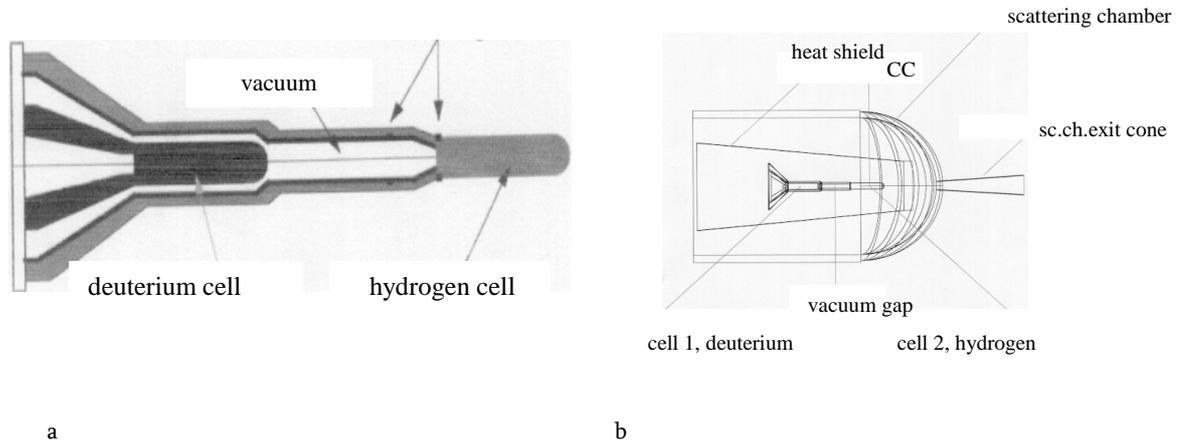


Рис.1. а) Конструкторский эскиз продольного сечения мишени эксперимента е5. б) Продольное сечение мишени системы, имитированной в коде GSIM.

#### 4. Поправки на энергетические (импульсные) потери заряженными частицами в веществе детектора КЛАС

В процессе регистрации и идентификации частиц большое значение имеет точность в определении импульса и угла вылета частицы. Очевидно, что наличие вещества на пути частиц, особенно на близких расстояниях от точки их рождения, приводит к потерям энергии и к многократным рассеяниям, что искажает истинное значение этих важных параметров исследуемого процесса. Поэтому необходимо как можно точнее оценить эти потери и ввести соответствующие поправки. Построение и “введение” правильной геометрии МС в пакет GSIM позволяет довольно успешно решить эту проблему для всех заряженных частиц. В настоящей работе будут приведены результаты нахождения поправок для протонов. Расчеты для других заряженных частиц идентичны.

На базе Лунд-генератора было сгенерировано достаточно большое количество протонов с кинематическими параметрами, равномерно распределенными в интервалах, соответствующих возможностям детектора КЛАС:

$$0 \leq p_0 \leq 5 \text{ (GeV/c)}, \quad 10^\circ \leq \theta \leq 140^\circ, \quad 0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ. \quad (1)$$

Здесь  $p_0$  – импульс протона,  $\theta$  и  $\phi$  – соответственно, полярный и азимутальный углы.

Разыгранные события были “пропущены через установку”, т.е. явились входными данными для кода GSIM с геометрией, соответствующей условиям эксперимента е5. Очевидно, что спектры всех трех параметров искажались в установке из-за прохождения регистрируемых частиц через вещество мишенной системы и самого детектора. Для прошедших через установку КЛАС событий физические параметры (импульс и углы) восстанавливались специальным кодом RECSIS. Выходные данные пакета RECSIS записывались в формате, пригодном для анализа на базе пакета PAW<sup>++</sup>. Энергетические (импульсные) потери заряженных частиц  $dE$  ( $dp$ ) определяются соотношением Бете(Блоха

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 Z z^2 e^4}{mv^2 A} \left\{ \ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\}. \quad (2)$$

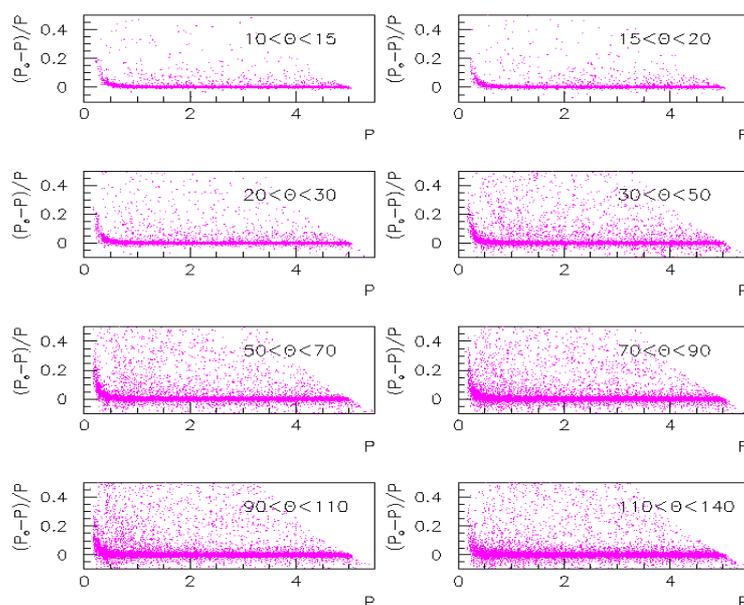


Рис.2. Зависимости отношений  $dp/p$  от  $p$  для разных угловых интервалов.

Как видно из формулы, эти потери прямо пропорциональны толщине вещества  $dx$ , через которое прошла частица. С другой стороны,  $dx$  (длина пути частицы) зависит от полярного угла образования (прохождения) частицы. Поэтому энергетические потери были найдены для относительно узких интервалов  $\theta$ . На рис.2 показаны зависимости  $dp/p$  от  $p$  для разных угловых интервалов. Здесь  $dp = p_0 - p$ , где  $p_0$  – сгенерированный (начальный) импульс протона, а  $p$  – реконструированный (импульс протона после прохождения через установку). Как видим, в области малых импульсов наблюдается заметное возрастание разностей  $dp$ .

Для определения поправок к импульсным потерям, соответствующим данному  $p$ , была применена заложенная в PAW<sup>++</sup> процедура расслоения двумерных распределений (см. рис.2) на  $n$  одномерных проекций. Ось  $p$  была разбита на 50 интервалов (бинов), каждый по 100 MeV шириной, и строились  $dp$  и  $dp/p$  распределения в каждом из бинов. Все 50

распределений фитировались гауссовской функцией, позволяющей определить средние значения и среднеквадратичные ошибки  $dp$  и  $dp/p$  в каждом бине. На рис.3 показаны зависимости найденных средних значений  $dp$  (рис.3а) и  $dp/p$  (рис.3б) от  $p$  для четырех полярных углов рождения протона.

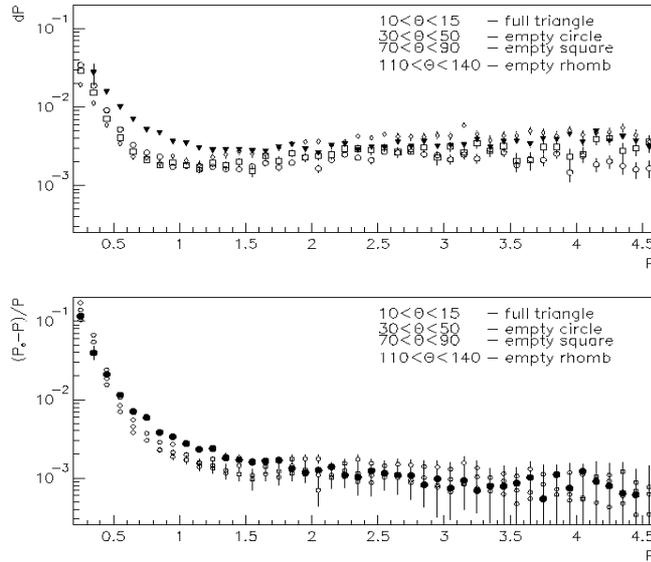


Рис.3. а) Зависимости  $dp$  от  $p$  для четырех значений полярного угла. б) Зависимости  $dp/p$  от  $p$  для четырех значений полярного угла.

Для нахождения поправок были использованы данные по  $dp/p$  (рис.3б). С этой целью распределения  $dp/p$  в каждом угловом интервале  $\Delta\theta$  фитировались плавной гиперболической функцией

$$\Phi(p) \equiv dp/p = a + b/(p+c). \quad (3)$$

Коэффициенты  $a$ ,  $b$  и  $c$  находились фитированием. По найденным функциям  $\Phi(p)$  были определены истинные значения импульсов  $p_0$ :

$$p_0 = p(1 + \Phi(p, \Delta\theta)). \quad (4)$$

Поправки по (4) используются при анализе физических данных “пособытийно”, т.е. для каждого события с измеренными значениями  $p$  и  $\theta$  сначала программно определяется интервал  $\Delta\theta$ , выбирается соответствующая найденному интервалу  $\Delta\theta$  функция  $\Phi(p, \Delta\theta)$ , а затем из (4) находится истинное значение импульса  $p_0$ , который и приписывается данному событию. Эффект поправок на энергетические (импульсные) потери приведен на рис.4, где

показаны измеренное импульсное распределение протонов (сплошная кривая) из реакции электродезинтеграции дейтрона



и то же распределение после введения поправок (штриховая кривая).

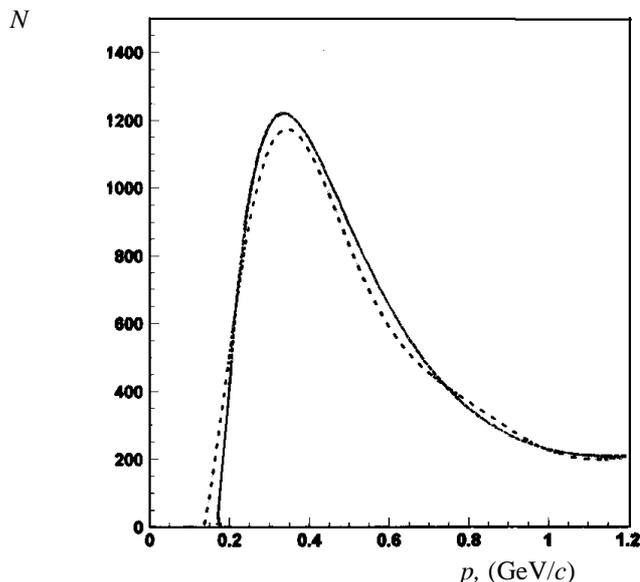


Рис.4. Измеренное импульсное распределение протонов из реакции электродезинтеграции дейтрона до введения поправок (сплошная кривая) и после введения поправок (штриховая кривая).

Правильность найденных поправок проверялась на примере измерения недостающей массы в реакции (5). Кинематика реакции (5) с регистрацией рассеянного электрона ( $e'$ ) и протона ( $p$ ) отдачи в совпадении позволяет определить массу третьей частицы ( $n$ ) в конечном состоянии, которая должна совпасть с массой нейтрона. Неточность измерений (в частности импульса (энергии) протона) может привести к отклонению вычисленной недостающей массы от известной массы нейтрона. На рис.5 для двух импульсных интервалов протонов показаны распределения найденных недостающих масс с поправленными и непоправленными значениями энергии (импульса) протона. Видно, что среднее значение найденных недостающих масс без поправок заметно смещено от массы нуклона при малых импульсах протонов (рис.5в). Введение поправок почти устраняет это смещение (рис.5г). В области же больших импульсов протонов влияние поправок незначительно (рис.5а,б), поскольку сами поправки малы (рис.3а,б). Необходимо также отметить, что в области малых импульсов ( $< 400$  МэВ/с) введение поправок не только устраняет смещение среднего значения распределения недостающей массы от нейтронной, но и заметно уменьшает ширину этого распределения, т.е. улучшает точность измерения этой массы (см. рис.5в,г).

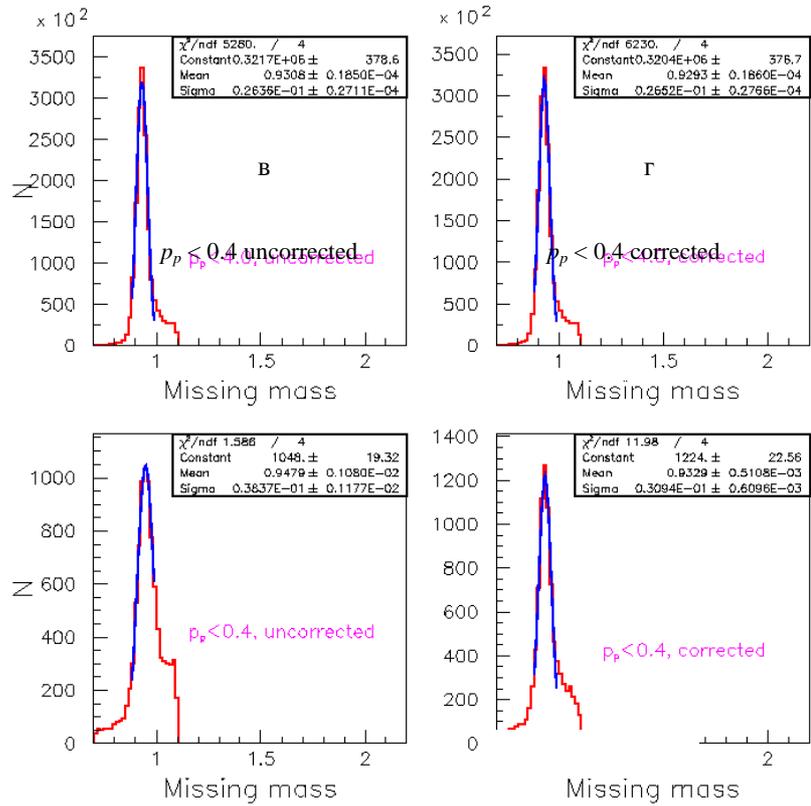


Рис.5. Распределения недостающих масс в области импульсов до 4 ГэВ/с (а,б) и до 0.4 ГэВ/с (в,г). (а,в) – до введения поправок на энергетические (импульсные) потери, (б,г) – после введения соответствующих поправок.

## 5. Заключение

В работе описан метод программной имплементации (“введения”) имитированной мишенной системы установки КЛАС, точно воспроизводящий реальную картину комплекса мишень–детектор, что позволяет вычислить поправки на измеренные импульсы заряженных частиц, обусловленные энергетическими (импульсными) потерями в веществе мишенной системы. На примере анализа распределения недостающих масс в реакции электро-дизинтеграции дейтрона  $d(e, e'p)n$  показано, что найденные поправки хорошо восстанавливают ожидаемое массовое распределение незарегистрированного нейтрона в импульсном интервале протонов, где найденные поправки значительны.

Результаты работы, с подробной инструкцией по использованию мишени эксперимента e5 в коде GSIM и с программными кодами (на языках FORTRAN и C++) для введения поправочных коэффициентов на импульсы регистрируемых протонов, помещены на интернетовских сайтах [. org/Hall-B/secure/e5/nata/target](http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e5/nata/target), [http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e5/nata/mom\\_corr](http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e5/nata/mom_corr) и используются во всех анализах экспериментальных данных, полученных на данной мишени.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Program Library Long Writeup W5013 Copyright CERN, Geneva, 1993. GEANT – Detector Description and Simulation Tool.
2. **B.Mecking** et al. Nucl. Inst. and Meth. A, **505**, 513 (2003).
3. **E.Wolin**. GSIM User's Guide Version CERN **1.0**, September 22, 1995.
4. **M.D.Mestayer** et al. Nucl. Inst. and Meth. A, **449**, 81 (2000).
5. **E.S.Smith** et al. Nucl. Inst. and Meth. A, **432**, 265 (1999).
6. **G.Adams** et al. Nucl. Inst. and Meth. A, **465**, 414 (2001).
7. **M.Amarian et al**. Nucl. Inst. and Meth. A, 460, 239 (2001).

ՄՈՂԵԼԱՎՈՐՎԱԾ ԹԻՐԱԽԻ ՏԵՂԱԴՐՈՒՄԸ ԿԼԱՍ ՍԱՐՔԱՎՈՐՄԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆՈՒՄ  
ԵՎ ԹԻՐԱԽԻ ՆՅՈՒԹԻ ՄԵՋ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ  
ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՈՒՂՂՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Ն.Բ. ԴԱՇՅԱՆ

Նկարագրված է ծրագրային մոդելավորմամբ ստեղծված թիրախային համակարգի ԿԼԱՍ սարքավորման մեջ ներդրման մեթոդը, որը հնարավորություն է տալիս մեծ ճշտությամբ վերարտադրել թիրախ-գրանցիչ ռեալ համակցությունը և հաշվարկել լիցքավորված մասնիկների չափվող իմպուլսների համար անհրաժեշտ ուղղումները՝ կապված թիրախի նյութի մեջ էներգիայի (իմպուլսի) կորուստների հետ: Պակասող մասսայի բաշխման չափման միջոցով ցույց է տրված, որ հաշվարկված ուղղումները թույլ են տալիս ճիշտ վերականգնել  $d(e,e'p)$  քվազիառաձգական ցրման ժամանակ չափված պրոտոնների իմպուլսները:

## SOFTWARE IMPLEMENTATION OF TARGET SYSTEM IN CLAS DETECTOR AND CALCULATION OF CORRECTIONS DUE TO ENERGY LOSSES BY CHARGED PARTICLES IN THE TARGET MATERIAL

N.B. DASHYAN

A method of the software implementation for the target system of the CLAS detector is described. It reproduces correctly the realistic pattern of the target-detector complex. This allows one to calculate the corrections to the measured momenta of charged particles due to the energy (momentum) losses in the target material. By the analysis of the missing mass distribution it is shown that the corrections obtained reproduce well the proton momentum values measured in the quasi-elastic  $d(e,e'p)$  scattering.

УДК 533.9

## **ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ СГУСТКОВ ЗАДАННОЙ КОНФИГУРАЦИИ**

М.Л. ПЕТРОСЯН, М.А. АКОПОВ, Ю.А. ГАРИБЯН, Э.М. ЛАЗИЕВ,  
Р.А. МЕЛИКЯН, Ю.Р. НАЗАРЯН, М.К. ОГАНЕСЯН, Г.М. ПЕТРОСЯН, Л.М. ПЕТРОСЯН,  
В.С. ПОГОСЯН, Г.Х. ТОВМАСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 июня 2005 г.)

Приведены описание фотоэлектронной пушки, предназначенной для формирования отдельных или двойных сгустков электронов с энергией 1 МэВ, и результаты предварительного исследования ее параметров. Подобные конфигурации электронных сгустков используются при исследовании новых методов ускорения с применением кильватерных волн в плазме.

### **1. Введение**

Фотоэлектронная пушка предназначена для получения одиночных или двойных электронных сгустков со следующими параметрами: энергия электронов до 1 МэВ, длина сгустков 30-100 пс, расстояние между сгустками 5-20 см, ток в первом сгустке до 100 А, ток во втором сгустке до 10 А. Подобные конфигурации электронных сгустков необходимы при исследованиях новых методов ускорения, в частности, при ускорении с помощью кильватерных волн в плазме. В этом методе первый, наиболее сильноточный сгусток возбуждает в среде ускоряющее поле, в котором и ускоряется второй сгусток. Естественно, что для подбора подходящей фазы и для оптимального ускорения второго сгустка необходимо иметь возможность регулировать соотношение зарядов в сгустках и расстояние между ними.

В настоящее время более распространены ВЧ фотоэлектронные пушки [1-4], однако такая схема не может обеспечить комбинацию двух сгустков с необходимыми параметрами. В этом отношении более подходит ускоритель прямого действия, как в работе [5]. Однако, в этой установке длительность ускоряющего напряжения составляет порядка 2 нсек, что недостаточно для формирования двух сгустков с регулируемым расстоянием между ними. Кроме того, требуется очень быстрая и точная синхронизация всех параметров установки. Выполнение указанных требований сравнительно легко может быть обеспечено использованием ускорителя прямого действия с фотокатодом, управляемым лазерным лучом.

## 2. Фотоэлектронная пушка

В данной работе предлагается схема ускорителя прямого действия с питанием от высоковольтного импульсного источника микросекундного диапазона. Источник представляет собой импульсный безжелезный трансформатор, помещенный в металлический бак с газом под давлением до 10 атм. Схема импульсного трансформатора с ускорительной трубкой показана на рис.1. Она аналогична конструкциям импульсных трансформаторов ускорителей серии ЭЛИТА, разработанных в Новосибирске [6].

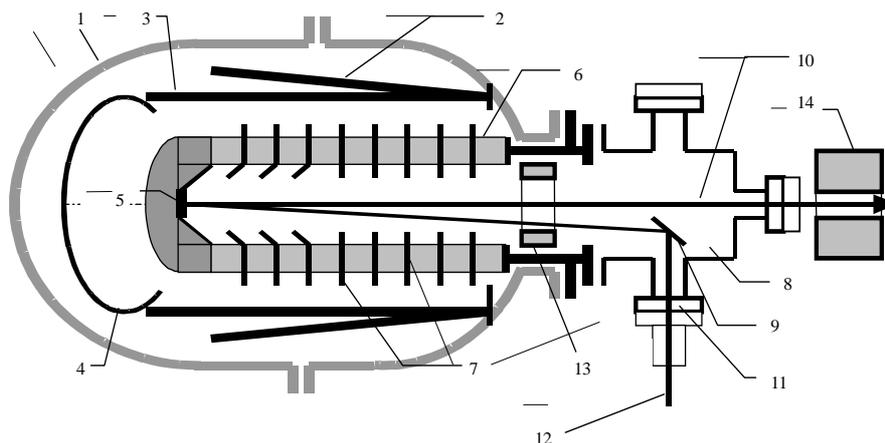


Рис.1. Схема ускорителя электронных сгустков с фотокатодом. 1 – бак для газа, 2 – первичная обмотка импульсного трансформатора, 3 – вторичная обмотка импульсного трансформатора, 4 – высоковольтный электрод, 5 – фотокатод, 6 – изоляционные кольца ускоряющей трубки, 7 – электроды ускоряющей трубки, 8 – вакуумная камера, 9 – зеркало, 10 – электронный пучок, 11 – вакуумный патрубок, 12 – лазерный пучок, 13 – фокусирующая линза из постоянного магнита, 14 – электромагнитная фокусирующая линза.

Ускорительная трубка помещена в центральной части импульсного трансформатора. Результаты численного расчета распределения магнитного поля внутри импульсного трансформатора показывают, что экранировка магнитного поля центральной части трансформатора ускорительной трубкой уменьшает коэффициент передачи энергии из первичного на вторичный контур всего на несколько процентов.

Основные параметры источника высоковольтного напряжения следующие: напряжение первичной обмотки до 20 кВ, напряжение вторичной обмотки до 2 МВ, ток первичной обмотки 500 А, длительность импульса напряжения 5 мксек, величина емкости вторичной цепи 2000 пФ.

Ускорительная трубка, разработанная и изготовленная у нас, состоит из 10 секций, между которыми расположены диски для формирования электрического поля требуемой конфигурации.

Изоляционные кольца ускорительной трубки изготовлены из органического стекла,

которые склеены с электродами с помощью поливинилацетатного клея, который имеет сравнительно малое газовыделение в вакууме.

При выборе материала фотокатода основным требованием была возможность работы катода при плохом вакууме, так как конструкция пушки не позволяла получение вакуума лучше, чем  $10^{-6}$  Торр. С этой целью были исследованы изменения квантового выхода по времени для некоторых металлов при плохом вакууме. Для фотокатода выбран сплав магния с малым содержанием цинка и алюминия. Диаметр фотокатода равен 15 мм. Исследования квантового выхода фотокатода, облучаемого ртутной лампой ( $\lambda=255$  нм) и азотным лазером ( $\lambda=337$  нм), показали, что квантовый выход составляет  $10^{-4}$  и  $10^{-5}$  эл./фот., соответственно. Исследования квантового выхода фотокатода в зависимости от времени показали, что в течение недели он уменьшается на порядок.

Для освещения фотокатода и получения фототока до 100 А используется четвертая гармоника Nd:YAG лазера с неустойчивым конфокальным резонатором, работающим в режиме самосинхронизации мод. Резонатор образован 100%-ным выпуклым зеркалом с радиусом кривизны 2 м и вогнутой стеклянной подложкой с радиусом кривизны 4 м, служащей в качестве выходного зеркала. В качестве насыщающегося фильтра использован раствор красителя  $^{13}274$  в дихлорэтане. Начальное пропускание фильтра 30%. При объеме активной среды  $\sim 5$  мм<sup>3</sup> энергия цуга ультракоротких импульсов первой гармоники составляет 100 мДж, энергия максимального импульса в цуге 20 мДж, длительность импульсов  $\sim 40$  пс. Для получения второй и четвертой гармоник использованы нелинейные оптические кристаллы КДП. Разделение гармоник на выходе лазера осуществляется кварцевой призмой. Для временной синхронизации лазерного импульса и запуска ускорителя электронных сгустков используется активно-пассивная модуляция, т.е. кроме насыщающегося фильтра, использована и ячейка Погкельса.

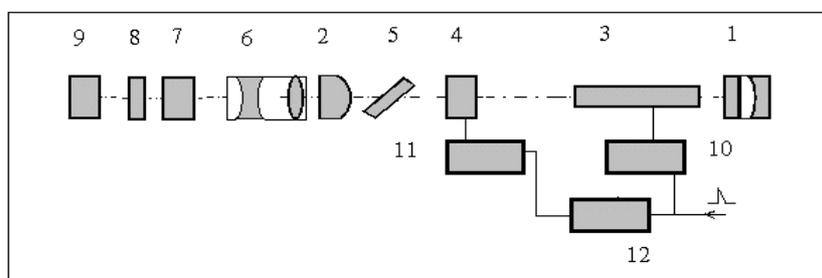


Рис.2. Блок-схема лазера, где 1 – фототропная ячейка, 2 – выходное зеркало, 3 – активный элемент Nd:YAG, 4 – ячейка Погкельса, 5 – стекла Брюстера, 6 – телескоп, 7 – кристалл второй гармоники, 8 – светофильтр СЗС21, 9 – кристалл четвертой гармоники, 10 – блок питания лампы, 11 – формирователь высоковольтных импульсов, 12 – блок плавной задержки.

Схема лазерной установки приведена на рис.2. Система формирования временной микроструктуры лазерных импульсов (формирование двойных сгустков с заданными

параметрами) аналогична интерферометру Майкельсона. Амплитуда тока или величина заряда во втором сгустке выбирается коэффициентом отражения полупрозрачного зеркала, а расстояние между сгустками устанавливается сдвигом подвижной призмы.

Измерение всех физических величин и непрерывный контроль всех технологических параметров установки осуществляется с помощью системы контроля и управления для каждого импульса работы системы. Система основана на взаимодействии клиент–сервер. В основном это трехуровневая модель взаимодействия. На уровне программного обеспечения выбрана система DOOCS (Distributed Object Oriented Control System), разработанная в DESY для приложений HERA и TTF (TESLA Test Facility) [7].

### **3. Запуск и предварительное исследование фотоэлектронной пушки**

Предварительное исследование режимов работы проведено при сравнительно низкой энергии электронного пучка. При энергии 0,5 МэВ заряд в сгустке достигает 2 нК, что соответствует току в сгустке порядка 40 А. Величина тока заметно не меняется в течение месяца. Так как квантовый выход фотокатода за это время может значительно уменьшиться, а ток не меняется, то можно предположить, что при данной напряженности поля ток ограничивается не квантовым выходом или интенсивностью лазерного пучка, а поверхностным зарядом катода. Такая закономерность наблюдается и в работе [8]. При поверхности катода 1.5 см<sup>2</sup> и величине ускоряющего напряжения 500 кВ поверхностный заряд на катоде составляет ~ 2,2 нК, что хорошо совпадает с измеряемой величиной заряда в электронном сгустке.

Результаты расчета распределения электрического поля и траектории электронов совпадают с результатами измерения поперечного сечения пучка на выходе ускорителя. Пучок достаточно хорошо формируется и на выходе имеет диаметр 7 мм.

### **4. Заключение**

Таким образом, основной особенностью этой установки являются, во-первых, применение фотокатода в новом типе ускорителя, а именно, в импульсном ускорителе прямого действия для получения комбинации сгустков заданной конфигурации, и во-вторых, комбинация сгустков задается лазерным пучком. Одним из центральных вопросов решения поставленной задачи было осуществление временной синхронизации работы лазера и ускоряющего напряжения. Формирование лазерного импульса субпикосекундного диапазона наиболее доступно с помощью фототропных красителей. Однако при этом имеется значительная временная нестабильность начального момента формирования пикосекундного импульса. Решение этой проблемы найдено в совместном применении активного и пассивного модуляторов добротности лазера. Следующим важным моментом является факт ограничения максимального тока пушки поверхностным зарядом катода. В этом случае существует оптимальное значение интенсивности лазерного пучка, при котором на поверхности катода еще остается достаточный заряд для второго сгустка электронов. Дальнейшая программа работ в основном будет посвящена исследованию этих процессов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **K.Batchelor, I.Ben-Zvi**, et al. "Operational status of the Brookhaven National Laboratory Accelerator Test Facility". Proc. of the 1989 Particle Accelerator Conference, Chicago, 1989, p.273.
2. **R.Alley, V.Bharadwaj, J.Clendenin**, et al. "The design for the LCLS rf photo-injector". SLAC-PUB-8054, January 1999.
3. **R.Bakker, M.V.Hartrott, E.Jaeschke**, et al. "First measurements at the photoinjector at DESY Zeuthen". Proc. of the 2002 European Particle Accelerator Conference, Paris, 2002, p.1873.
4. **W.Gai, X.Li, M.Conde, J.Power, P.Schoessow**. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., **A410**, 431 (1998).
5. **K.Batchelor, J.P.Farrell, I.Ben-Zvi, T.Srinivansan-Rao, J.Smedley, V.Yakimenko**. Proc. of the 1998 European Particle Accelerator Conference, Stockholm, 1998, p.791.
6. **E.A.Abramyan**. "High-Current Transformer Accelerator". Novosibirsk, INPh 18-70, 1970.
7. **G.Grygiel, O.Hensler, K.Rehlich**. "DOOCS: Distributed Object Oriented Control System on PC's and Workstations". ICALEPCS-97, Beijing, <http://tesla.desy.de/doocs/> (1997).
8. **B.Lebland**. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., **A317**, 365 (1992).

ՏՐՎԱԾ ՁԵՎԱԶՍՓԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ՁԵՎԱՎՈՐՄԱՆ ՀԱՄԱՐ ՆԱԽԱՏԵՍՎԱԾ  
ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԹՆԴԱՆՈԹ

Մ.Լ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Մ.Ա. ԱԿՈՊՈՎ, ՅՆԼ.Ա. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Է.Մ. ԼԱԶԻԵՎ,  
Ռ.Ա. ՄԵԼԻԿՅԱՆ, ՅՆԼ.Հ. ՆԱԶԱՐՅԱՆ, Մ.Կ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Գ.Մ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ,  
Լ.Մ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Վ.Ս. ՊՈԴՈՍՅԱՆ, Գ.Խ. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ

Բերված են ֆոտոէլեկտրոնային թնդանոթի նկարագրությունը՝ նախատեսված 1 ՄԷՎ էներգիայով, առանձին կամ կրկնակի էլեկտրոնային թանձրուկների ստեղծման համար, ինչպես նաև թնդանոթի պարամետրերի նախնական հետազոտության արդյունքները: Էլեկտրոնային թանձրուկների նման ձևաչափերը կիրառվում են պլազմայի ալիքների միջոցով արագացման նոր մեթոդների հետազոտման ժամանակ:

## PHOTOELECTRON GUN FOR FORMATION OF A SYSTEM OF BUNCHES WITH GIVEN CONFIGURATION

M.L. PETROSYAN, M.A. AKOPOV, Y.A. GARIBYAN, E.M. LAZIEV,  
R.A. MELIKYAN, Y.H. NAZARYAN, M.K. OGANESYAN, G.M. PETROSYAN,  
L.M. PETROSYAN, V.S. POGOSYAN, G.Kh. TOVMASYAN

The description of a photoelectron gun intended for formation of separate or double electron bunches with energy 1 MeV and results of preliminary study of its parameters are presented. Similar configurations of electron bunches are used in research of new methods of acceleration using wake fields in plasma.

УДК 539.12

## КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЕРИОДИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СЛОЖНЫМ БАЗИСОМ

В.В. ПАРАЗЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 24 января 2006 г.)

Исследовано когерентное тормозное излучение электронов высокой энергии в периодически деформированном монокристалле со сложным базисом. Получена формула для соответствующего дифференциального поперечного сечения в случае произвольного поля деформации. Определены условия, при которых влияние деформации существенно. Подробно рассмотрен случай, когда электрон влетает в кристалл под малыми углами относительно кристаллографической оси. Показано, что в зависимости от значений параметров задачи присутствие деформации может как увеличить, так и уменьшить поперечное сечение тормозного излучения.

### 1. Введение

С точки зрения управления параметрами электромагнитных процессов высокой энергии в среде актуальным является исследование влияния внешних полей, таких как акустические волны, температурный градиент и т.д., на соответствующие характеристики. Исследование конкретных процессов, таких как дифракционное излучение, переходное излучение, параметрическое рентгеновское излучение, излучение при каналировании, образование электрон-позитронных пар фотонами высокой энергии, показали, что внешние поля могут существенно изменить частотно-угловые характеристики этих процессов (см., например, [1-6]). Тормозное излучение электрона в случае простейшего кристалла с одним атомом в элементарной ячейке и синусоидальным полем деформации, генерируемым гиперзвуком, рассмотрено в работе [7]. Соответствующие акустические волны обычно возбуждаются высокочастотным электромагнитным полем через пьезоэлектрический эффект в кристаллах со сложной элементарной ячейкой. В данной работе приведено обобщение результатов работы [7] для кристаллов со сложной ячейкой и для акустических волн с произвольным профилем.

### 2. Влияние внешних возбуждений на тормозное излучение в кристаллах

Рассмотрим тормозное излучение электрона высокой энергии в кристалле. Обозначим через  $(\omega, \mathbf{k})$ ,  $(E_1, \mathbf{p}_1)$  и  $(E_2, \mathbf{p}_2)$  энергии и импульсы фотона, начального и конечного электрона, соответственно. Пусть  $d^4\sigma_0/d\omega d^3q = |u_{\mathbf{q}}^{(j)}|^2 \sigma_0(\mathbf{q})$  – поперечное сечение для тормозного излучения на отдельном  $j$ -ом атоме как функция от переданного импульса

$\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 - \mathbf{k}$  и  $u_{\mathbf{q}}^{(j)}$  – Фурье-образ потенциала для  $j$ -го атома. Обычно пишут величину  $u_{\mathbf{q}}^{(j)}$  в виде  $4\pi Z_j e^2 [1 - F^{(j)}(q)] / q^2$ , где  $Z_j$  – число электронов и  $F^{(j)}(q)$  – атомный форм-фактор для  $j$ -го атома. Поперечное дифференциальное сечение для тормозного излучения в кристалле электроном высокой энергии можно записать в виде (см. [8,9])

$$\sigma(\mathbf{q}) \equiv \frac{d^4\sigma}{d\omega d^3q} = \left| \sum_{n,j} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_n} \right|^2 \sigma_0(\mathbf{q}), \quad (1)$$

где коллективный индекс  $n$  нумерует элементарную ячейку,  $\mathbf{r}_n^{(j)}$  – радиус-вектор атома в кристалле. При ненулевой температуре имеем  $\mathbf{r}_n^{(j)} = \mathbf{r}_{n0}^{(j)} + \mathbf{u}_n^{(j)}$ , где  $\mathbf{u}_n^{(j)}$  – смещение  $j$ -го атома относительно равновесного положения  $\mathbf{r}_{n0}^{(j)}$  (с учетом деформации кристалла), обусловленное тепловыми колебаниями. После усреднения по тепловым колебаниям атомов решетки поперечное сечение можно представить в виде (см., например, [8,9] для случая кристалла с простой ячейкой)

$$\sigma(\mathbf{q}) = \left\{ N \sum_j \left| u_{\mathbf{q}}^{(j)} \right|^2 \left( 1 - e^{-q^2 \overline{u_t^{(j)2}}} \right) + \left| \sum_{n,j} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}^{(j)}} e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_t^{(j)2}}} \right|^2 \right\} \sigma_0(\mathbf{q}), \quad (2)$$

где  $N$  – число ячеек,  $\overline{u_t^{(j)2}}$  – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний  $j$ -го атома,  $e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_t^{(j)2}}}$  – фактор Дебая-Валера. В формуле (2) первое слагаемое в фигурных скобках не зависит от направления вектора  $\mathbf{q}$  и соответствует вкладу некогерентных эффектов. Второе слагаемое зависит от ориентации кристаллических осей относительно вектора  $\mathbf{q}$  и определяет вклад когерентных эффектов. С учетом формулы для поперечного сечения на отдельном атоме в области  $q \ll m_e$  переданных импульсов, для соответствующего поперечного сечения имеем (в системе единиц  $\hbar = c = 1$ )

$$\sigma_c = \frac{e^2}{8\pi^3 E_1^2} \frac{q_{\perp}^2}{q_{\parallel}^2} \left| u_{\mathbf{q}}^{(j)} \right|^2 \left( 1 + \frac{\omega\delta}{m_e^2} - \frac{2\delta}{q_{\parallel}} + \frac{2\delta^2}{q_{\parallel}^2} \right) \exp\left(-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_t^2}\right) \left| \sum e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}} \right|^2, \quad (3)$$

где  $q_{\parallel}$  и  $q_{\perp}$  – параллельная и перпендикулярная компоненты вектора  $\mathbf{q}$  относительно направления начального импульса электрона,  $\delta = 1/l_c$  – минимальный продольный переданный импульс, и  $l_c = 2E_1 E_2 / (\omega m^2)$  – длина формирования для процесса тормозного излучения.

При наличии внешнего воздействия (например, в форме акустических волн) радиус-вектор атома в кристалле можно написать в виде  $\mathbf{r}_{no}^{(j)} = \mathbf{r}_{ne}^{(j)} + \mathbf{u}_n^{(j)}$ , где  $\mathbf{r}_{ne}^{(j)}$  – радиус-вектор равновесного положения атома при отсутствии деформации,  $\mathbf{u}_n^{(j)}$  – смещение атома, вызванное внешним воздействием (акустические колебания, температурный градиент и т.д.). В настоящей работе мы рассмотрим деформации с периодической структурой

$$\mathbf{u}_n^{(j)} = \mathbf{u}_0 f(\mathbf{k}_s \mathbf{r}_{ne}^{(j)}), \quad (4)$$

где  $\mathbf{u}_0$ ,  $\mathbf{k}_s$  – амплитуда и волновой вектор деформации,  $f(x)$  – произвольная функция с периодом  $2\pi$ ,  $\max f(x) = 1$ . Ниже мы будем предполагать, что  $f(x) \in C^{\infty}(R)$ . Заметим, что зависимостью  $\mathbf{u}_n^{(j)}$  от временной координаты для случая акустических волн можно пренебречь, т.к. для рассматриваемых нами энергий частицы характерное время изменения поля деформации

намного больше по сравнению со временем пролета частиц через кристалл. Для деформации (4) сумму по атомам кристалла в (2) можно преобразовать к виду

$$\sum_n u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}^{(j)}} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} F_m(\mathbf{q}\mathbf{u}_0) \sum_n u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{r}_{ne}^{(j)}}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{q}_m = \mathbf{q} + m\mathbf{k}_s$  и  $F_m(x)$  – Фурье-образ функции  $e^{ixf(t)}$ :

$$F_m(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} e^{ixf(t) - imt} dt. \quad (6)$$

Методом стационарной фазы можно показать, что для фиксированного  $x$   $F_m(x) \sim O(|m|^{-\infty})$  при  $m \rightarrow \infty$ .

Для решетки со сложной ячейкой координаты атомов можно записать как  $\mathbf{r}_{ne}^{(j)} = \mathbf{R}_n + \mathbf{p}^{(j)}$ , где  $\mathbf{R}_n$  определяет положение атомов одной из примитивных решеток, а  $\mathbf{p}^{(j)}$  определяет положение остальных атомов в  $n$ -ой элементарной ячейке относительно  $\mathbf{R}_n$ . Теперь сумму по атомам решетки можно представить в виде

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m(\mathbf{q}\mathbf{u}_0) \sum_{n,j} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_i^{(j)2}}} e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{r}_{ne}^{(j)}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m(\mathbf{q}\mathbf{u}_0) S(\mathbf{q}, \mathbf{q}_m) \sum_n e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{R}_n}, \quad (7)$$

где фактор, обусловленный структурой элементарной ячейки, имеет вид

$$S(\mathbf{q}, \mathbf{q}_m) = \sum_j u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_i^{(j)2}}} e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{p}^{(j)}}. \quad (8)$$

Для толстых кристаллов сумму по ячейкам можно представить в виде суммы по векторам  $\mathbf{g}$  обратной решетки:

$$\sum_n e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{R}_n} = \frac{(2\pi)^3}{\Delta} \sum_{\mathbf{q}} \delta(\mathbf{q}_m - \mathbf{g}), \quad \mathbf{g}_m = \mathbf{g} - m\mathbf{k}_s, \quad (9)$$

где  $\Delta$  – объем ячейки. Принимая во внимание  $\delta$ -функцию в этой формуле, закон сохранения импульса запишется в виде

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 + \mathbf{k} + \mathbf{g} - m\mathbf{k}_s, \quad (10)$$

где  $-m\mathbf{k}_s$  соответствует импульсу, переданному внешнему полю. Поскольку основной вклад в когерентную часть поперечного сечения дают продольные импульсы порядка  $\delta$ , то влияние внешнего возбуждения может быть значительным, если  $|m|k_s$  имеет порядок  $\delta$ . Соответствующее условие будет определено ниже. Другим последствием наличия  $\delta$ -функции в (9) является то, что функция (6) входит в поперечное сечение в виде  $F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)$ . Аналогично [6], можно показать, что в сумме по  $m$  основной вклад обусловлен слагаемыми, для которых  $|m\mathbf{k}_s \mathbf{u}_0| \leq |\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0|$  или  $|m| \leq \lambda_s / a$ , где  $\lambda_s = 2\pi / k_s$  – длина волны внешнего возбуждения и  $a$  имеет порядок постоянной решетки. В сумме

$$\left| \sum_{n,l,j} u_{\mathbf{g}}^{(j)} e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_i^{(j)2}}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}^{(j)}} \right|^2 = \sum_{m,\mathbf{q}} F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0) S(\mathbf{g}, \mathbf{g}_m) \delta(\mathbf{q} - \mathbf{g}_m) \sum_{m'} F_{m'}^*(\mathbf{q}\mathbf{u}_0) S^*(\mathbf{q}, \mathbf{q}_{m'}) \sum_n e^{i(m-m')\mathbf{k}_s \mathbf{R}_n} \quad (11)$$

при условии  $u_0 / \lambda_s \ll 1$  вклады членов с  $m \neq m'$  малы по сравнению с диагональными слагаемыми. В случае  $m = m'$  сумма по  $n$  в левой части равна числу ячеек  $N$  в кристалле и можно написать

$$\left| \sum_{j,n} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}} e^{-\frac{1}{2}q^2 u_i^{(j)2}} \right|^2 = N \frac{(2\pi)^3}{\Delta} \sum_{m,\mathbf{q}} |F_m(\mathbf{q}_m \mathbf{u}_0)|^2 |S(\mathbf{q}_m, \mathbf{q})|^2. \quad (12)$$

Подставляя это выражение в формулу (3) и интегрируя по вектору  $\mathbf{q}$ , для поперечного сечения получим

$$d\sigma = \int \sigma(\mathbf{q}) d^3 q = N_0 (d\sigma_n + d\sigma_c), \quad (13)$$

где  $d\sigma_n$  и  $d\sigma_c$  – некогерентная и когерентная части поперечного сечения,  $N_0$  – число атомов в кристалле. Когерентная часть сечения определяется формулой

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} = \frac{e^2 N}{N_0 \Delta E_1^2} \sum_{m,\mathbf{q}} \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |F_m(\mathbf{q}_m \mathbf{u}_0)|^2 |S(\mathbf{q})|^2, \quad (14)$$

где вектор  $\mathbf{q}_m$  определяется соотношением (9) и суммирование идет при условии  $g_{m\parallel} \geq \delta$ . Для простейшего кристалла с одним атомом в элементарной ячейке и для синусоидального поля деформации,  $f(z) = \sin(s + \varphi_0)$ , формула (14) сводится к результату, полученному в [7]. Заметим, что для этого типа деформации

$$F_m(z) = e^{im\varphi_0} J_m(z), \quad (15)$$

где  $J_m(z)$  – функция Бесселя.

Теперь видим, что формула (14) отличается от соответствующей формулы для тормозного излучения в недеформированных кристаллах заменой  $\mathbf{g} \rightarrow \mathbf{g}_m$  и дополнительным суммированием по  $m$  с весами  $|F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2$ . Это соответствует присутствию дополнительной одномерной сверхрешетки с периодом  $\lambda_s$  и вектором обратной решетки  $m\mathbf{k}_s$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Поскольку основной вклад в поперечное сечение дают члены с  $g_{m\parallel} \sim \delta$ , то влияние поля деформации может быть значительным, если  $|mk_{s\parallel}| \geq \delta$ . Комбинируя это с предыдущими оценками, находим условие  $u_0 / \lambda_s \geq a / 4\pi^2 l_c$ . При высоких энергиях  $a / l_c \ll 1$ , и это условие может быть совместимым с условием  $u_0 / \lambda_s \ll 1$ .

### 3. Предельные случаи и численные результаты

Если электрон движется в неориентированном кристалле, в формуле (14) суммирование по  $\mathbf{g}$  можно заменить интегрированием и поперечное сечение тормозного излучения совпадает с сечением в аморфной среде. Рассмотрим случай, когда электрон влетает в кристалл под малым углом  $\theta$  относительно кристаллографической оси  $Z$  ортогональной решетки. Соответствующие компоненты вектора обратной решетки  $g_i = 2\pi n_i / a_i$ ,  $n_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , где  $a_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) – постоянные решетки в соответствующих направлениях. Можно написать

$$g_{m\parallel} = g_{mz} \cos \theta + (g_{my} \cos \alpha + g_{mx} \sin \alpha) \sin \theta, \quad (16)$$

где  $\alpha$  – угол между проекцией вектора  $\mathbf{p}_1$  на плоскость  $(x, y)$  и осью  $y$ . Для малых углов  $\theta$  основной вклад в поперечное сечение дают слагаемые с  $g_z = 0$ , и из (14) находим

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{E_1^2 \Delta N_0} \sum_{m, g_x, g_y} \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2 |F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2, \quad (17)$$

где  $g_{\perp}^2 = g_x^2 + g_y^2$  и суммирование идет при условии  $g_{m\parallel} \geq \delta$  с

$$g_{m\parallel} \approx -mk_s + (g_y \cos \alpha + g_x \sin \alpha) \theta. \quad (18)$$

Заметим, что в аргументах функций  $F_m$  и  $S$  имеем  $\mathbf{g}_m \approx (g_x, g_y, 0)$ .

Если электрон движется далеко от кристаллографической плоскости (углы  $\alpha$  и  $\pi/2 - \alpha$  не малы), то в формуле (17) выражение под знаком суммы является гладкой функцией от  $g_x$  и  $g_y$ , и суммирование по этим переменным можно заменить интегрированием:  $\sum_{g_x, g_y} \rightarrow (a_1 a_2 / 4\pi^2) \int dg_x dg_y$ . В результате получим

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{4\pi^2 E_1^2 a_3 N_0} \sum_m \int dg_x dg_y \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2 |F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2, \quad (19)$$

где интегрирование идет при условии  $g_{m\parallel} \geq \delta$ .

Теперь предположим, что электрон влетает в кристалл под малым углом  $\theta$  относительно кристаллографической оси  $z$  близко к кристаллографической плоскости  $(y, x)$  (угол  $\alpha$  мал). Следует различать два случая. При условии  $\delta \sim 2\pi\theta/a_2$  в (17) для продольной компоненты имеем

$$g_{m\parallel} \approx -mk_z + \theta g_y \geq \delta. \quad (20)$$

В этом случае суммирование по  $g_x$  можно заменить интегрированием:

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{2\pi E_1^2 a_2 a_3 N_0} \sum_{m, g_y} \int dg_x \frac{g_{\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2 |F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2. \quad (21)$$

Эту формулу можно далее упростить при условии  $\mathbf{u}_0 \perp \mathbf{a}_1$ . В аргументе функции  $F_m$  имеем  $\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0 \approx g_y u_{0y}$ , и получаем формулу

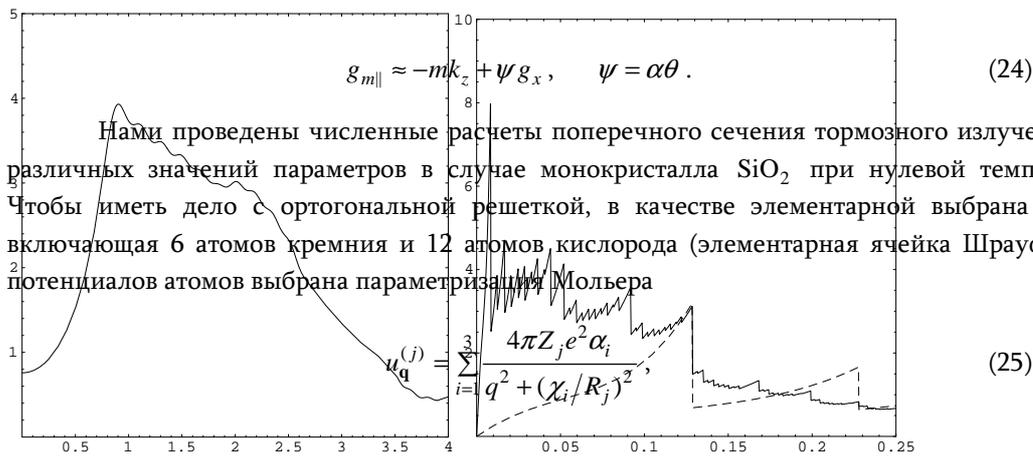
$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{2\pi N_0 E_1^2 a_2 a_3} \sum_{m, g_y} \frac{|F_m(g_y u_{0y})|^2}{g_{m\parallel}^2} \left( 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right) \int dg_x g_{\perp}^2 |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2 \quad (22)$$

с эффективным структурным фактором, определяемым интегралом в правой части.

Во втором случае  $\delta \sim 2\pi\theta\alpha/a_1$ . Теперь основной вклад в сумму в (17) дают слагаемые с  $g_y = 0$  и формула для поперечного сечения примет вид

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{E_1^2 N_0 \Delta} \sum_{m, g_y} \frac{g_{\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2 |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2, \quad (23)$$

где суммирование идет при условии  $g_{m\parallel} \geq \delta$  и



где  $\alpha_i = \{0.1, 0.55, 0.35\}$ ,  $\chi_i = \{6.0, 1.2, 0.3\}$ , и  $R_j$  – радиус экранирования для  $j$ -ого атома в элементарной ячейке. Вычисления проведены для синусоидальной поперечной акустической волны  $S$ -типа (соответствующие параметры можно найти в [10]), для которой вектор амплитуды смещения направлен вдоль  $X$ -оси монокристалла кварца,  $\mathbf{u} = (u_0, 0, 0)$ , а скорость волны равна  $4.687 \cdot 10^5$  см/сек. Вектор, определяющий направление распространения гиперзвука, находится в плоскости  $YZ$  и составляет угол с осью  $Z$  угол, равный 0.295 рад. В качестве оси  $z$  выбрана ось  $Z$  кристалла кварца. Соответствующая функция  $F(x)$  определена формулой (15). Численные расчеты показывают, что в зависимости от значений параметров

$$\frac{m_e^2 \omega}{e^6} \frac{d\sigma_c}{d\omega} \quad \frac{m_e^2 \omega}{e^6} \frac{d\sigma_c}{d\omega}$$

$\theta, \psi, u_0, \lambda_s$  внешнее возбуждение может как увеличить, так и уменьшить поперечное сечение. В качестве иллюстрации усиления на рис.1а приведена зависимость величины  $10^{-5}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$  от отношения  $\omega / E_1$ , вычисленная по формуле (22) в случае монокристалла  $\text{SiO}_2$ , при  $u_0 = 0$  (пунктирная кривая),  $2\pi u_0 / a_2 = 0.9$  (сплошная кривая) и  $\theta = 0.00042$ . Деформация индуцирована поперечной акустической волной  $S$ -типа с частотой  $\nu_s = 5 \cdot 10^9$  Гц. Начальная энергия электрона равна  $E_1 = 20$  ГэВ. На рис.1б представлено поперечное сечение  $10^{-5}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$ , вычисленное по формуле (22), в зависимости от параметра  $2\pi u_0 / a_2$  при  $\omega / E_1 = 0.04$  и  $\theta = 0.00042$ . Значения других параметров те же, что и для рис.1а. На рис.2а представлено поперечное сечение  $10^{-4}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$ , вычисленное по формуле (23), в зависимости от параметра  $\omega / E_1$  для  $u_0 = 0$  (пунктирная кривая) и  $2\pi u_0 / a_1 = 0.82$  (сплошная кривая) при  $\psi = 0.00037$ . Значения параметров те же, что и для рис.1а. На рис.2б представлено поперечное сечение  $10^{-4}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$  для формулы (23) в зависимости от параметра  $2\pi u_0 / a_1$  при  $\omega / E_1 = 0.055$  и  $\psi = 0.00037$ . Значения остальных параметров те же, что и для рис.1а. Рис.1.

Зависимость сечения  $10^{-5}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$ , вычисленная по формуле (22), от относительной энергии фотона  $\omega / E_1$  (а) при энергии электрона  $E_1 = 20$  ГэВ и  $\theta = 0.00042$  в случаях  $u_0 = 0$  (пунктирная кривая) и  $2\pi u_0 / a_1 = 0.9$  (сплошная кривая) и от параметра  $2\pi u_0 / a_2$  (б) при энергии

фотона  $\omega/E_1 = 0.04$  ( $E_1 = 20$  ГэВ) и  $\theta = 0.00042$ .

#### 4. Заключение

Мы рассмотрели тормозное излучение электронов высокой энергии в кристалле со сложным базисом при наличии поля деформации произвольного периодического профиля. Последний может быть индуцирован, например, акустической волной. Влияние поля деформации может служить возможным механизмом управления частотно-угловыми характеристиками излученных фотонов. Когерентная часть поперечного сечения, усредненная по тепловым колебаниям атомов, дается формулой (14), где множитель  $|F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2$  определяется функцией, описывающей деформацию, а фактор  $|S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2$  определяется структурой кристаллической ячейки. По сравнению с поперечным сечением в неискаженном кристалле, формула (14) содержит дополнительное суммирование по вектору обратной решетки  $m\mathbf{k}_s$  одномерной сверхрешетки, генерированной полем деформации. Влияние поля деформации на поперечное сечение может быть заметным при условии  $4\pi^2 u_0/a \geq \lambda_s/l_c$ . Роль эффектов когерентности в поперечном сечении тормозного излучения существенна,

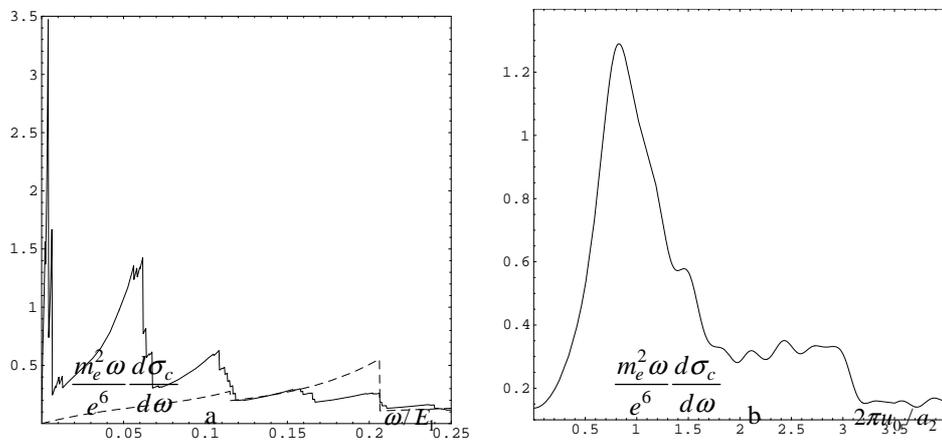


Рис.2. Зависимость сечения  $10^{-4}(m_e^2\omega/e^6)d\sigma_c/d\omega$ , вычисленная по формуле (22), от относительной энергии фотона  $\omega/E_1$  (а) при энергии электрона  $E_1 = 20$  ГэВ и  $\psi = 0.00037$  в случаях  $u_0 = 0$  (пунктирная кривая) и  $2\pi u_0/a_1 = 0.82$  (сплошная кривая), и от параметра  $2\pi u_0/a_1$  (б) при энергии фотона  $\omega/E_1 = 0.055$  ( $E_1 = 20$  ГэВ) и  $\psi = 0.00037$ .

когда электрон влетает в кристалл под малыми углами относительно кристаллографической оси. В этом случае основной вклад в когерентную часть поперечного сечения дают кристаллографические плоскости, параллельные выбранной оси (ось  $z$  в нашем рассмотрении). Поведение поперечного сечения как функции энергии фотона существенно зависит от угла  $\alpha$  между проекцией импульса электрона на плоскость  $(x, y)$  и осью  $y$ . Если электрон движется далеко от соответствующих кристаллографических плоскостей, то суммирование по перпендикулярным компонентам вектора обратной решетки можно заменить интегрированием, и когерентная часть поперечного сечения тормозного излучения дается формулой (19). Если

электрон влетает в кристалл близко к кристаллографической плоскости, то нужно различать два случая. Для первого имеем  $\theta \sim a_2/2\pi l_c$ , суммирование по  $g_x$  можно заменить интегрированием и получаем формулу (21). Во втором случае имеем  $\psi = \alpha\theta \sim a_1/2\pi l_c$ , и основной вклад в поперечное сечение дают кристаллографические плоскости, параллельные плоскости падения. Соответствующая формула для поперечного сечения имеет вид (23). Численные расчеты для поперечного сечения приведены для монокристалла  $\text{SiO}_2$  с параметризацией Мольера для экранированных атомных потенциалов и для поля деформации, индуцированной поперечной акустической волной  $S$ -типа с частотой 5 ГГц. Результаты численных расчетов представлены на рис.1 и рис.2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.R.Mkrtchyan, L.Sh.Grigoryan, A.N.Didenko, A.A.Saharian. Sov. Phys. JTP, **61**, 21 (1991); A.R.Mkrtchyan, L.Sh.Grigoryan, A.A.Saharian, A.N.Didenko. Acustica, **75**, 1984 (1991); A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, L.V.Gevorgian, L.Sh.Grigoryan, B.V.Khachatryan. Nucl. Instr. Meth., **B173**, 211 (2001).
2. L.Sh. Grigoryan, A.H. Mkrtchyan, A.A. Saharian. Nucl. Instr. Meth., **B145**, 197 (1998).
3. A.R.Mkrtchyan, H.A.Aslanyan, A.H.Mkrtchyan, R.A.Gasparyan. Phys. Lett., **A152**, 297 (1991).
4. A.R.Mkrtchyan, R.A.Gasparyan, R.G.Gabrielyan. Phys. Lett., **A115**, 410 (1986); JETP, **93**, 432 (1987); Phys. Lett., **A126**, 528 (1988); L.Sh.Grigoryan et al. Nucl. Instr. Meth., **B173**, 13 (2001); **B173**, 184 (2001); L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, V.U.Tonoyan, W.Wagner. Nucl. Instr. Meth., **B201**, 25 (2003).
5. A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, L.Sh.Grigoryan, B.V.Khachatryan. Mod. Phys. Lett., **A17**, 2571 (2002).
6. A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, V.V.Parazian. hep-th/0512089.
7. A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, V.V.Parazian, L.Sh.Grigoryan. Mod. Phys. Lett., **A19**, 99 (2004).
8. M.L.Ter-Mikaelian. High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media. Wiley Interscience, New York, 1972.
9. A.I.Akhiezer, N.F.Shulga. High-Energy Electrodynamics in Matter. Gordon and Breach, Amsterdam, 1996.
10. Акустические кристаллы. Под. ред. М.Н.Шаскольский. М., Наука, 1982.

#### ՎՈՆԵՐԵՆՏ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԴԵՖՈՐՄԱՅՎԱԾ ԲԱՐԴ ԲԱԶԻՍՈՎ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Վ.Վ. ՊԱՐԱԶՅԱՆ

Հետազոտված է բարձր էներգիայով էլեկտրոնների կոհերենտ արգելակային ճառագայթումը բարդ բազիսով, պարբերական դեֆորմացված միաբյուրեղներում: Ստացված է բանաձև համապատասխան լայնական դիֆերենցիալ կտրվածքի համար դեֆորմացիայի կամայական դաշտի առկայությամբ: Որոշված են պայմանները, որոնց դեպքում դեֆորմացիայի ազդեցությունը էական է: Մանրամասն դիտարկված է դեպքը, երբ էլեկտրոնը մտնում է բյուրեղ բյուրեղական առանցքի նկատմամբ փոքր անկյունների տակ: Ցույց է տրված, որ կախված պարամետրերից դեֆորմացիայի առկայությունը կարող է թե մեծացնել, և թե փոքրացնել արգելակային ճառագայթման լայնական կտրվածքը:

COHERENT BREMSSTRAHLUNG IN PERIODICALLY DEFORMED  
CRYSTALS WITH A COMPLEX BASIS

V.V. PARAZIAN

We investigate coherent bremsstrahlung by high-energy electrons in a periodically deformed single crystal with a complex basis. A formula for the corresponding differential cross-section is derived for an arbitrary deformation field. The conditions are specified under which the influence of the hypersound is essential. The case is considered in detail when an electron enters into the crystal at small angles with respect to the crystallographic axis. It is shown that depending on the parameters, the presence of deformation can either increase or reduce the bremsstrahlung cross-section.

УДК 539.196

## ЭПР $\gamma$ -ОБЛУЧЕННОГО МОНОГИДРАТА $\beta$ -МАЛЬТОЗЫ

Г.В. АБАГЯН

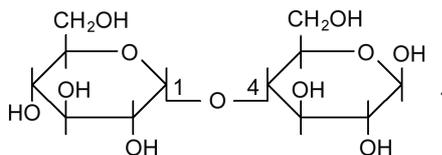
Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 июня 2005 г.)

Методом ЭПР исследован  $\gamma$ -облученный моногидрат  $\beta$ -мальтозы в широком интервале (77–380 К) температур. Предложена возможная схема радиационной деструкции моногидрата  $\beta$ -мальтозы.

### 1. Введение

Мальтоза – одна из самых распространенных дисахаридов, она является структурным фрагментом крахмала. Моногидрат  $\beta$ -мальтозы, по сравнению с другими дисахаридами (сахароза, целлобиоза), характеризуется относительно мягкой кристаллической решеткой, с температурой плавления около 375 К.  $\beta$ -мальтоза состоит из молекул  $\alpha$ - и  $\beta$ -глюкозы, соединенных  $\alpha(1-4)$  гликозидной связью:



В работах [1-3], посвященных исследованию парамагнитных центров в  $\gamma$ -облученной кристаллической мальтозе, сколь-нибудь определенных заключений относительно природы радиационно-индуцированных свободных радикалов, не приводится. Настоящая работа предпринята для уточнения условий устойчивости радикалов и установления механизма радиационной дегградации моногидрата  $\beta$ -мальтозы. Предложен возможный механизм свободно-радикальных превращений как при низко-, так и при высокотемпературном режимах  $\alpha$ -облучения мальтозы.

### 2. Методика эксперимента

Нами были исследованы коммерческие, поликристаллические образцы моногидрата  $\beta$ -мальтозы без дополнительной очистки. Перед облучением образцы обезвоживались в течение 48 ч. в вакууме при 300-370 К. Образцы облучались  $\gamma$ -лучами  $^{60}\text{Co}$  дозами в интервале  $5 \cdot 10^3 - 10^5$  Гр при 77 и 300 К. Мощность дозы варьировались в интервале  $2 \cdot 10^{14} - 2.5 \cdot 10^{16}$  эВ/(г·с). Термообработка обезвоженных образцов проводилась с помощью

термостата, который позволял осуществлять термоотжиг образцов в интервале 90–450 К; время отжига при каждой температуре составляло 10 мин. Спектры ЭПР измерялись на стандартном радиоспектрометре РЭ-1306 (ИХФ) при 9.21 ГГц. Спектры регистрировались при СВЧ-мощности 1–2 мВт и амплитуде СВЧ-модуляции  $H = 0.2$  мТ при 77 К. Для калибровки магнитного поля использовались парамагнитные ионы  $Mn^{2+}$  в кубической решетке  $MgO$ . Концентрация парамагнитных центров определялась двойным графическим интегрированием первой производной кривой ЭПР-спектра. Спектры ЭПР регистрировались только при 77 К.

### 3. Результаты и их обсуждение

Обезвоженные образцы поликристаллической  $\beta$ -мальтозы облучались интегральной дозой  $3 \cdot 10^4$  Гр при 77 К в условиях вакуума. Спектры ЭПР при 77 К и после повышения температуры (в условиях вакуума) до 370 К приведены на рис.1. При 77 К спектр состоит из двух компонент сверхтонкой структуры (СТС) с  $\Delta H_F = 2.3$  мТ и сигнала с общей шириной  $\Delta H_{\text{общ}} = 6.2$  мТ. Анализ спектра рис.1б на ЭВМ показал, что он соответствует сумме (наложению) двух спектров – дублета с соотношением интенсивностей компонент 1:1 и  $g = 2.0034$  и триплета с 1:2:1 и  $g = 2.0032$ . Как видно из рис.1, на начальной стадии размораживания образца, в диапазоне 160 – 220 К амплитуда крайних линий в спектре увеличивается примерно на 50%, а ширина индивидуальной компоненты уменьшается, одновременно намного улучшается разрешение в центральной части спектра. В то же время суммарная концентрация парамагнитных центров в этом интервале температур сохраняется неизменной (рис.2). Можно предположить, что уменьшение ширины линии обусловлено стабилизацией оптимальной конфигурации радикалов при повышении температуры – в момент образования для электронной структуры радикала характерна  $sp^3$  гибридизация, а после стабилизации –  $sp^2$ . Разброс конформаций при низкой температуре может приводить к уширению линий спектра ЭПР.

Для сигнала с расстоянием между крайними компонентами 6.2 мТ анизотропия низкополевой компоненты в спектре ЭПР не проявляется, в этом случае, согласно [4], СТС спектра не обусловлена  $\alpha$ -протонами. Следовательно, этот сигнал соответствует первичным радикалам с локализацией свободной валентности на атомах углерода C(2), C(3) или C(4), а сверхтонкая структура обусловлена взаимодействием неспаренного электрона с двумя  $\alpha$ -протонами. Это предположение, а также расстояние между крайними компонентами 6.2 мТ, удовлетворительно согласуются с результатами конформационного анализа углеводных радикалов [5]. Первичные радикалы устойчивы до 230 К, выше этой температуры наблюдается падение амплитуды крайних компонент спектра, а при 350 К соответствующий сигнал исчезает (рис.1е). В области 200 – 300 К, где происходит основной переход, суммарная интенсивность не изменяется (рис.2), следовательно, первичные радикалы не гибнут, а превращаются в радикалы с другой формой спектра ЭПР. Продуктам их превращения соответствует двойная линия, а наиболее вероятный процесс, приводящий к их исчезновению, – это реакция дегидратации.

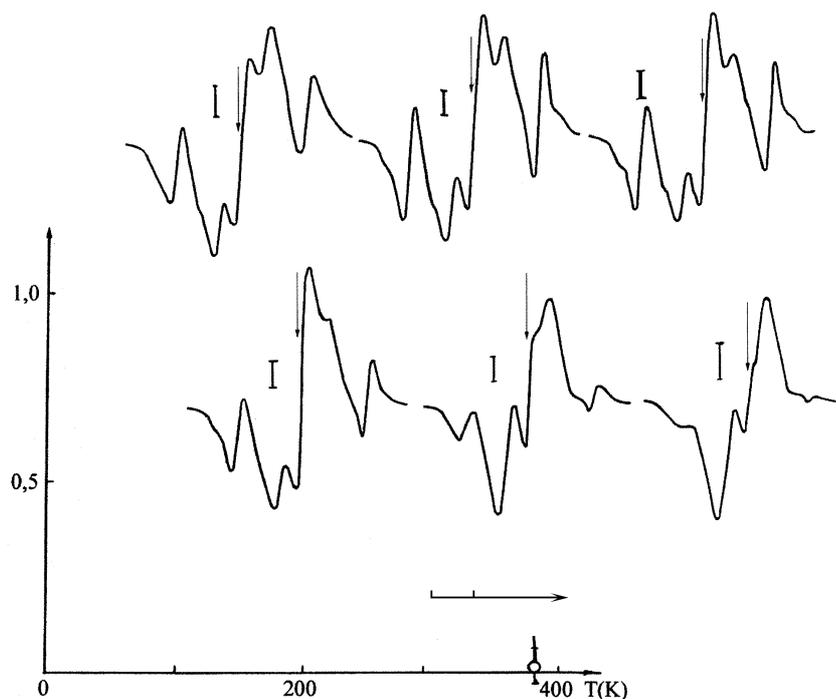


Рис.1. Спектр ЭПР  $\beta$ -мальтозы,  $\gamma$ -облученной при 77 К дозой  $3 \cdot 10^4$  Гр (а), и его превращения при повышении температуры до 183 (б), 223 (в), 273 (г), 323 (д) и 373 К (е). Вертикальная линия – интенсивность эталона. Стрелками указаны значения  $g = 2.003$ . Все спектры записаны при 77 К.

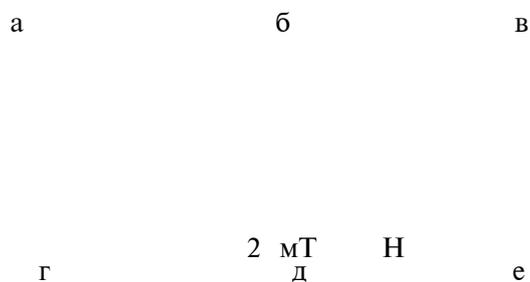


Рис.2. Изменение относительной концентрации радикалов в обезвоженной  $\beta$ -мальтозе,  $\gamma$ -облученной при 77 К дозой  $3 \cdot 10^4$  Гр, при повышении температуры.

В спектре ЭПР  $\gamma$ -облученной при 77 К  $\beta$ -мальтозы можно выделить двойную линию с расстоянием между компонентами 2.3 мТ и  $g = 2.0034$ , которая также соответствует первичным радикалам. Согласно анализу конформаций углеводных радикалов [5], вероятнее всего она соответствует радикалу, неспаренный электрон которого взаимодействует с одним  $\alpha$ -протоном. В структуре

$\beta$ -мальтозы этот радикал может возникать лишь при разрыве С – Н связи у С(1) или С(1) атомов углерода. Эти радикалы устойчивы примерно до комнатной температуры.

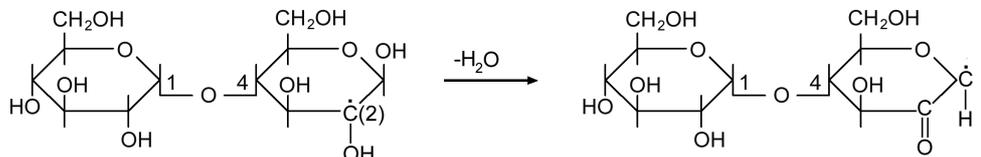
**Табл.1. Характеристики спектров ЭПР радикалов, идентифицированных в  $\gamma$ -облученной  $\beta$ -мальтозе.**

Радикалы	Предполагаемые химические структуры	Число и соотношение интенсивностей компонент СТС	Расщепление $\Delta H$ , мТ	$g$ -фактор $\Delta g = \pm 0.0003$	Температурная область регистрации, К
R <sub>1</sub>	$\bullet C(1)$ или $\bullet C^*(1)$	2 1 : 1	2.3	2.0034	77 - 300
R <sub>2</sub>	$\begin{array}{c} \text{H} \quad \quad \text{H} \\   \quad \quad   \\ - \text{C} - \bullet \text{C} - \text{C} - \\   \quad   \quad   \\ \text{OH} \text{ OH} \text{ OH} \end{array}$	3 1 : 2 : 1	3.1	2.0032	77 - 360
R <sub>3</sub>	$\begin{array}{c} - \text{O} - \bullet \text{C} - \text{C} - \\   \quad    \\ \text{H} \quad \text{O} \end{array}$	2 1 : 1	1.6	2.0042	300 - 375
R <sub>4</sub>	$\begin{array}{c} \text{C}(3)=\text{C}(2)-\text{C}^*(1)- \\   \quad   \quad   \\ \text{OH} \text{ H} \quad \text{OH} \\ \uparrow \downarrow \\ \text{H} \\   \\ -\text{C}(3)-\text{C}(2)-\text{C}^*(1)- \\    \quad   \quad   \\ \text{O} \quad \text{H} \quad \text{OH} \end{array}$	2 1 : 1	1.7	2.0043	300 - 375
R <sub>5</sub>	$\begin{array}{c} -\text{C}(3)=\text{C}(2)-\text{C}^*(1)- \\   \quad   \quad   \\ \text{H} \quad \text{HO} \quad \text{OH} \\ \uparrow \downarrow \\ \text{H} \\   \\ -\text{C}(3)-\text{C}(2)-\text{C}^*(1)- \\   \quad    \quad   \\ \text{H} \quad \text{O} \quad \text{OH} \end{array}$	1	0.8 - 1	2.0002	300 - 375

Самым стабильным продуктом вторичных свободно-радикальных реакций являются радикалы, которым соответствует спектр ЭПР из двух компонент, с расщеплениями около 1.6 мТ и  $g = 2.0042$  (рис.1e), а также одиночная линия с  $g = 2.0002$ . Эти радикалы гибнут вблизи температуры плавления  $\beta$ -мальтозы. Образование их, наблюдаемое при температурах выше 300 К, очевидно, соответствует дегидратации исходных радикалов. В частности, при ло-

кализации свободной валентности на C(2) атоме углерода, дегидратацию можно представить следующей схемой:

Спектральные характеристики свободных радикалов, обнаруженных в  $\gamma$ -облученной  $\beta$ -мальтозе, приведены в таблице.



Таким образом, первичные радикалы, образующиеся при низкотемпературном облучении  $\beta$ -мальтозы, с повышением температуры каким-то путем стабилизируются (участок постоянной концентрации радикалов на кривой рис.2); одним из таких путей может быть реакция дегидратации радикалов. При этом возможно образование двух типов радикалов дегидратации  $R_3$  и  $R_{45}$  (см. табл.), при котором циклическая структура радикала сохраняется (пиранозное кольцо). В твердой фазе они устойчивы вплоть до температур плавления образца. Подобные радикалы идентифицированы также в  $\gamma$ -облученной глюкозе (более подробно о путях образования этих радикалов см. в [6]).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.И.Гольдин, С.В.Маркевич. Вестн. АН БССР, сер. хим., **6**, 47 (1970).
2. И.В.Никитин, В.А.Шарпатый, Л.И.Кудряшов, Н.К.Кочетков, Н.М.Эмануэль. ДАН СССР, **190**, 635 (1970).
3. D.Williams, B.Schmidt, M.L.Wolfrom, A.Michaelakis, L.J.McCabe. Proc. Nat. Acad. Sci., USA, **45**, 1744 (1959).
4. R.Lefebvre, J.Marvani. J. Chem. Phys., **42**, 1480 (1965).
5. Г.В.Абагян, А.Г.Абагян, А.С.Апресян. Изв. НАН Армении, Физика, **33**, 41 (1998).
- 6 Г.В.Абагян, А.С.Апресян. Химия высоких энергий, **36**, 263 (2002).

$\gamma$ -ՃԱՌԱԳԱՅԹՎԱԾ  $\beta$ -ՄԱԼԹՈՉԻ ՄԻԱՀԻԴՐԱՏԻ  
ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՊԱՐԱՄԱԳՆԻՄԱԿԱՆ ՌԵՉՈՆԱՆՍԸ

Գ.Վ. ԱԲԱԴՅԱՆ

ԷՊՌ մեթոդով ջերմաստիճանային լայն տիրույթում (77–380 Կ) հետազոտված են  $\gamma$ -ճառագայթված  $\beta$ -մալթոզի միահիդրատները: Առաջարկված է  $\beta$ -մալթոզի միահիդրատի ճառագայթումային քայքայման հնարավոր սխեման:

#### ESR OF $\gamma$ -IRRADIATED MONOHYDRATE OF $\beta$ -MALTOS

G.V. ABAGHYAN

Using ESR technique,  $\gamma$ -irradiated monohydrate of  $\beta$ -maltose is investigated in a wide range of temperatures (77–380 K). A possible scheme of the radiation-induced degradation of monohydrate of  $\beta$ -maltose is proposed.

## К 70-ЛЕТИЮ АКАДЕМИКА Р.М. МАРТИРОСЯНА

1 мая 2006г. исполнилось 70 лет Радик Мартиросовичу Мартиросяну – крупному ученому в области радиофизики, академику НАН Армении.

Р.М.Мартиросян родился в селе Мадагис Мартакертского района Нагорно-Карабахской автономной области в семье рабочего. По окончании средней школы в 1953г. он поступил на физико-математический факультет Ереванского государственного университета, который окончил с отличием в 1958г., получив квалификацию астрофизика.

Начав свою научную работу в Бюраканской астрофизической обсерватории, он после образования в 1960г. Института радиофизики и электроники АН Армении (ИРФЭ) переходит на работу в этот институт. В 1961г. он был направлен в аспирантуру Физического института им. П.Лебедева АН СССР (г.Москва), где под научным руководством лауреата Нобелевской премии, академика А.Прохорова выполнил ряд исследований по созданию эффективных квантовых усилителей дециметрового диапазона длин волн. Разработанный им квантовый усилитель на длине волны 21 см со связанными активными резонаторами был первым в Советском Союзе, успешно примененным в радиоастрономии. Будучи установленным на радиотелескопе РТ-22, он повысил чувствительность приемного комплекса в 7-8 раз в непрерывном спектре и в 15 раз – в спектральных исследованиях, вследствие чего были получены новые результаты по структуре линий излучения водорода в Галактике и по топографии радиоизлучения Крабовидной туманности.

После защиты кандидатской диссертации в 1964г. Р.М.Мартиросян возвратился в ИРФЭ, где в течение короткого времени сумел создать новое научное направление по поиску и исследованию новых активных веществ, необходимых для разработки высокоэффективных квантовых усилителей в различных диапазонах сверхвысоких частот. Особо следует отметить исследования искусственных кристаллов изумруда, которые способствовали усовершенствованию технологии синтеза изумруда и открыли для квантовой электроники сантиметрового и миллиметрового диапазонов новое, весьма перспективное активное вещество.

Р.М.Мартиросяном предложены и реализованы новые пути повышения эффективности квантовых усилителей (например, применение связанных резонаторов в дециметровом диапазоне, полностью заполненных активным веществом волноводных отрезков, частотной модуляции накачки в сантиметровом и миллиметровом диапазонах). Радик Мартиросович первым предложил и исследовал схему инверсии, допускающую одновременное усиление двух сигналов с различными частотами, которая экспериментально осуществлена на длинах волн 21 см и 3 см.

Разработанный Р.М.Мартиросяном волноводный квантовый усилитель на длине волны 1,35 см, успешно примененный на крупнейшем радиотелескопе РАТАН-600, повысил чувствительность приемного комплекса в 14 раз. С его помощью исследовано радиоизлучение ряда космических мазерных источников, получены новые научные данные, выявляющие их физические свойства.

Цикл работ Р.М.Мартиросяна, посвященный фундаментальным исследованиям физических основ квантового усиления в миллиметровом диапазоне, удостоен Государственной премии Украины 1989г. в области науки и техники. С 1981г. академик Мартиросян Р.М. – директор ИРФЭ. Высокочувствительная радиоприемная аппаратура, созданная в ИРФЭ, широко применялась в космических программах по изучению природных ресурсов “Природа” и “Океан”, а также для изучения тепловых контрастов в радиоастрономических и медикобиологических исследованиях. Весьма плодотворным было участие в программах “Интеркосмос” по исследованию космического пространства, в частности, в

проекте “Вега”. Аппаратура, разработанная в ИРФЭ, была успешно использована при создании и эксплуатации радиоинтерферометра со сверхдлинной базой, благодаря чему удалось достичь высокой точности измерений траектории движения аэростатных зондов в атмосфере Венеры. За участие в работах по освоению космоса Р.М.Мартirosян в 1987г. был удостоен медали Ю.Гагарина, а в 1988г. за работы по разработке и внедрению высокочувствительных приемных систем – звания лауреата Государственной премии Армении в области науки и техники.

С 1987г. в ИРФЭ под руководством Р.М.Мартirosяна велись фундаментальные и прикладные исследования в области высокотемпературной сверхпроводимости. Впервые обнаружено интенсивное квазимонохроматическое собственное излучение в СВЧ диапазоне в мостиковых пленочных структурах из высокотемпературного сверхпроводника. Показано, что такое излучение обусловлено когерентным движением квантов магнитного потока через сверхпроводящую пленку под действием транспортного тока.

Наряду с плодотворной научной деятельностью Р.М.Мартirosян занимается также преподавательской работой. С 1965г. он читает общие и специальные курсы по радиофизике в Ереванском государственном университете (ЕГУ). По его инициативе в 1983г. на факультете радиофизики была организована кафедра радиофизики сверхвысоких частот, которой он руководил до 1986г. С 1994г. академик Р.М.Мартirosян – ректор Ереванского государственного университета. За годы руководства Мартirosяна Р.М. в университете открылись новые факультеты и специальности, число студентов увеличилось вдвое. Благодаря многочисленным договорным связям с университетами Европы, США и других стран ЕГУ принимает активное участие в международных научно-образовательных программах. С февраля 2006г. академик Р.М.Мартirosян вновь заведует кафедрой радиофизики и телекоммуникации ЕГУ.

Р.М.Мартirosян является автором свыше 200 научных работ и двух монографий, изданных в Швеции и США. Он – главный редактор журнала Известия НАН и ГИУА: Серия технических наук. Научная, педагогическая и научно-организационная деятельность Р.М.Мартirosяна отмечена высокими правительственными наградами Советского Союза и Армении.

Редакция журнала и научная общественность республики поздравляют Р.М.Мартirosяна с юбилеем и желают ему многих лет здоровья и новых замечательных достижений в его многогранной деятельности.

Редколлегия

## К 70-ЛЕТИЮ АКАДЕМИКА Э.В. ЧУБАРЯНА

5 мая 2006г. академику НАН РА, проректору Ереванского государственного университета, доктору физико-математических наук, профессору кафедры теоретической физики Эдварду Вартановичу Чубаряну исполнилось 70 лет.

Научная деятельность Э.В.Чубаряна началась еще в студенческие годы, на физико-математическом факультете Ереванского государственного университета. Им были опубликованы работы, посвященные чрезвычайно актуальной в то время теме – вопросам сохранения четности в  $\beta$ -процессах. После окончания университета Э.В.Чубарян продолжил учебу в аспирантуре кафедры теоретической физики, после чего четыре года работал в Центральной физико-технической лаборатории АН Арм.ССР. С 1965г. он работает на кафедре теоретической физики физического факультета ЕГУ: сначала старшим преподавателем, потом доцентом, а с 1975г. – профессором. С 1985г. по 2000г. Э.В.Чубарян – заведующий кафедрой теоретической физики. Одновременно по совместительству с 1965–1978гг. он работал старшим научным сотрудником Бюраканской астрофизической обсерватории.

В начале 60-х годов академиками В.А.Амбарцумяном и Г.С.Саакяном была заложена основа термодинамической теории вырожденного вещества и теории сверхплотных звездных конфигураций (белые карлики и нейтронные звезды), что по существу явилось новым направлением в теоретической астрофизике. В последующие годы это направление интенсивно развивалось на кафедре теоретической физики физического факультета ЕГУ. Э.В.Чубарян в деле разработки этой тематики имеет весомый вклад. Он исследовал фазовые состояния вырожденного вещества в подъядерной области плотностей, разработал теорию ядерных реакций в холодной  $A_e$ -плазме, исследовал также влияние температуры на скорость ядерных реакций в сверхплотных небесных телах.

Совместно с академиком Д.М.Седракяном Э.В.Чубаряном была разработана релятивистская теория вращающихся сверхплотных небесных тел. Для аксиально-симметричных конфигураций в квадратичном по угловой скорости приближении было найдено аналитическое вакуумное решение, а затем рассчитаны интегральные и внутренние параметры белых карликов и нейтронных звезд, что было в то время очень актуально в связи с многочисленными попытками создания теории пульсаров, которые являются вращающимися нейтронными звездами. Далее были исследованы вопросы устойчивости вращающихся белых карликов и нейтронных звезд относительно малых радиальных пульсаций и найдены частоты пульсаций устойчивых вращающихся конфигураций. Актуальность полученных результатов трудно переоценить. За цикл работ “Аксиально-симметричные гравитационные поля в теории Эйнштейна” Э.В.Чубарян (совместно с Д.М.Седракяном и В.В.Папояном) был удостоен почетного звания лауреата Ленинского комсомола Армении. На основе работ, посвященных теории сверхплотных небесных тел, Э.В.Чубарян защитил докторскую диссертацию.

Дальнейшая научная деятельность Э.В.Чубаряна посвящена построению теории магнитосферы пульсирующих небесных тел – пульсаров. Был получен оригинальный результат о существовании вокруг намагниченной нейтронной звезды кольцевой магнитосферы, в которой формируется излучение пульсара. Рассчитаны параметры магнитосферы, ее плотность и распределение температуры, оптическая

светимость и замедление вращения нейтронной звезды, обусловленное диффузией частиц от центра звезды к краю. Доказано, что такая модель позволяет объяснить наблюдаемое излучение пульсара и предполагает наличие высокоэнергетического космического излучения.

Космогонический принцип академика В.А.Амбарцумяна и ряд выводов, следующих из обработки наблюдательных данных, позволяют сделать заключение, что в случае чрезвычайно сильных гравитационных полей теория Эйнштейна нуждается в уточнении. В связи с этим на кафедре теоретической физики началась работа по исследованию альтернативных теорий гравитации. Э.В.Чубаряном был выполнен цикл работ по биметрической теории гравитации. В рамках этой теории разработана теория статических и вращающихся сверхплотных небесных тел, получены интегральные параметры белых карликов и барионных сверхплотных конфигураций для различных уравнений состояния.

Э.В.Чубарян – автор более 150 научных работ, которые докладывались на известных в мире физики крупных конференциях и симпозиумах. Он соавтор учебника “Квантовая механика”, который опубликован на русском и армянском языках, а также многочисленных сборников задач для школьников и студентов на армянском языке.

С 1991г. профессор Э.В.Чубарян является проректором ЕГУ по учебной работе естественных факультетов. Он принимает активное участие в реформе университетского образования. Предметом его внимания является также школьное образование.

Активна деятельность профессора Э.В.Чубаряна и в общественной сфере. Он является членом проблемного Совета по физике НАН РА, ряда Советов по присуждению ученых степеней, членом редколлегии журнала “Математика и физика в школе” (на армянском языке), членом многих Ученых Советов.

Редакция журнала и научная общественность республики поздравляют Эдварда Вартановича Чубаряна с юбилеем и желают ему многих лет здоровья и новых замечательных достижений в его многогранной деятельности.

Редколлегия

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

**Լ.Շ.Գրիգորյան, Հ.Ֆ.Խաչատրյան, Ս.Ռ.Արզումանյան, Մ.Լ.Գրիգորյան.** Դիէլեկտրական գնդի շուրջը ոչ-հասարակածային հարթության մեջ պտտվող մասնիկի ճառագայթումը. . . . . 163

**Է.Դ.Գազազյան, Դ.Ք.Քալանթարյան, Մ.Ա.Խոջոյան.** Գերկարձ էլեկտրոնային թանձրուկի ծավալումը մոնոքրոմատային էլեկտրամագնիսական դաշտում. . . . . 170

**Հ.Ս.Երիցյան, Ա.Ա.Պապոյան, Ա.Ա.Լալայան, Հ.Մ.Առաքելյան, Ռ.Բ.Կոստանյան.** Լույսի անդրադարձումը և ֆոկուսացումը բաց ալիքային վեկտորների մակերևույթով միառանցք բյուրեղի հարթ զուգահեռ թիթեղով. . . . . 178

**Հ.Մ.Առաքելյան, Ա.Գ.Ղալումյան.** Փոյնթինգի վեկտորի և ալիքային վեկտորի փոխդասավորությունը բաց ալիքային վեկտորների մակերևույթով միջավայրերում էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածման դեպքում. . . . . 184

**Ռ.Ս.Սոխոյան, Պ.Տ.Ջուլիակյան, Ա.Մ.Իշխանյան.** Ատոմական Բոզե կոնդենստների երկմոդ ֆոտոասոցիացիայի ուժեղ ոչ-գծայնության ռեժիմները. . . . . 188

**Գ.Գ.Արոնց, Է.Գ.Կանեցյան.** Ոչ-ստացիոնար էֆեկտները ատոմների օպտիկական պրոցեսի ընթացքում. . . . . 196

**Վ.Վ.Հարությունյան, Է.Ա.Հախվերդյան, Վ.Ն.Սախով.** Ցածր ջերմաստիճաններում ժամանակային լուծելիությամբ օժտված վակուումային ուլտրամանուշակագույն սպեկտրադիտումը կորունդի միաբյուրեղներում. . . . . 202

**Ն.Բ.Ղաշյան.** Սողեյավորված թիրախի տեղադրումը ԿԼԱՍ սարքավորման կենտրոնում և թիրախի նյութի մեջ լիցքավորված մասնիկների էներգիական կորուստների ուղղումների հաշվարկը. . . . . 208

**Մ.Լ.Պետրոսյան, Մ.Ա.Ակոպով, Յու.Ա.Ղարիբջան, Է.Մ.Լազին, Ռ.Ա.Մելիքյան, Յու.Հ.Նազարյան, Մ.Կ.Հովհաննիսյան, Գ.Մ.Պետրոսյան, Լ.Մ.Պետրոսյան, Վ.Ս.Պողոսյան, Գ.Խ.Թովմասյան.** Տրված ձևաչափի թանձրուկների ձևավորման համար նախատեսված ֆոտոէլեկտրոնային թնդանոթ. . . . . 216

**Վ.Վ.Պարազյան.** Կոհերենտ արգելակային ճառագայթումը պարբերական դեֆորմացված բարդ բազիսով բյուրեղներում. . . . . 221

**Գ.Վ.Աբաղյան.**  $\gamma$ -ճառագայթված  $\beta$ -մալթոզի միահիդրատի էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանսը. . . . . 230

Ակադեմիկոս **Ռ.Մ.Մարտիրոսյանի** 70-ամյակին. . . . . 235

Ակադեմիկոս **Է.Վ.Չուբարյանի** 70-ամյակին. . . . . 237

CONTENTS

**L.Sh.Grigoryan, H.F.Khachatryan, S.R.Arzumanyan, M.L.Grigoryan.** Radiation from a particle rotating along a not equatorial orbit of a dielectric ball. . . . . 163

**E.D.Gazazyan, D.K.Kalantaryan, M.A.Khojayan.** Ultrashort electron bunch scanning in a monochromatic electromagnetic wave. . . . . 170

**H.S.Eritsyanyan, A.A.Papoyan, A.A.Lalayan, H.M.Arakelyan, R.B.Kostanyan.** Light reflection and focusing by a plane-parallel plate of a uniaxial crystal with open surface of wave vectors. . . . . 178

**H.M.Arakelyan, A.G.Galumyan.** Relative positions of the wave and Poynting's vectors in propagation of the electromagnetic wave in media with open surface of wave vectors. . . . . 184

**R.S.Sokhoyan, B.T.Joulakian, A.M.Ishkhanyan.** Strong nonlinearity regimes of two-mode photoassociation of atomic Bose-condensates. . . . . 188

**G.G.Adonts, E.G.Kanetsyan.** Non-stationary effects in optical pumping of atoms. . . . . 196

**V.V.Harutunyan, E.A.Hakhverdyan, V.N.Makhov.** Low-temperature time-resolution VUV-spectroscopy of corundum single crystals. . . . . 202

**N.B.Dashyan.** Software implementation of target system in CLAS detector and calculation of corrections due to energy losses by charged particles in the target material. . . . . 208

**M.L.Petrosyan, M.A.Akopov, Y.A.Garibyan, E.M.Laziev, R.A.Melikyan, Y.H.Nazaryan, M.K.Oganesyan, G.M.Petrosyan, L.M.Petrosyan, V.S.Pogosyan, G.Kh.Tovmasyan.** Photoelectron gun for formation of a system of bunches with given configuration. . . . . 216

**V.V.Parazian.** Coherent bremsstrahlung in periodically deformed crystals with a complex basis. . . . . 221

**G.V.Abaghyan.** ESR of  $\gamma$ -irradiated monohydrate of  $\beta$ -maltose. . . . . 230

On the 70th birthday of Academician **R.M.Martirosian.** . . . . 235

On the 70th birthday of Academician **E.V.Chubarian.** . . . . 237

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян, С.Р.Арзуманян, М.Л.Григорян.</b> Излучение частицы, вращающейся по неэкваториальной орбите вокруг диэлектрического шара. . . . .	163
<b>Э.Д.Газазян, Д.К.Калантарян, М.А.Ходжоян.</b> Развертка ультракороткого электронного сгустка в поле монохроматической волны. . . . .	170
<b>О.С.Ерицян, А.А.Папоян, А.А.Лалаян, О.М.Аракелян, Р.Б.Костанян.</b> Отражение и фокусировка света плоскопараллельной пластиной одноосного кристалла с открытой поверхностью волновых векторов. . . . .	178
<b>О.М.Аракелян, А.Г.Галумян.</b> Взаимное расположение вектора Пойнтинга и волнового вектора при распространении электромагнитной волны в средах с открытой поверхностью волновых векторов. . . . .	184
<b>Р.С.Сохоян, П.Т.Джулакян, А.М.Ишханян.</b> Режимы сильной нелинейности при двухмодовой фотоассоциации атомарных бозе-конденсатов. . . . .	188
<b>Г.Г.Адонц, Э.Г.Канецян.</b> Нестационарные эффекты при оптической накачке атомов. . . . .	196
<b>В.В.Арутюнян, Э.А.Ахвердян, В.Н.Махов.</b> Низкотемпературная времяразрешенная ВУФ-спектроскопия монокристаллов корунда. . . . .	202
<b>Н.Б.Дашьян.</b> Программное введение мишенной системы в установку КЛАС и вычисление поправок на энергетические потери заряженными частицами в веществе мишени. . . . .	208
<b>М.Л.Петросян, М.А.Акопов, Ю.А.Гарибян, Э.М.Лазиев, Р.А.Меликян, Ю.Р.Назарян, М.К.Оганесян, Г.М.Петросян, Л.М.Петросян, В.С.Погосян, Г.Х.Товмасян.</b> Фотоэлектронная пушка для формирования системы сгустков заданной конфигурации. . . . .	216
<b>В.В.Паразян.</b> Когерентное тормозное излучение в периодически деформированных кристаллах со сложным базисом. . . . .	221
<b>Г.В.Абагян.</b> ЭПР $\alpha$ -облученного моногидрата $\beta$ -мальтозы. . . . .	230
<b>К 70-летию академика Р.М.Мартirosяна.</b> . . . . .	235
<b>К 70-летию академика Э.В.Чубаряна.</b> . . . . .	237

Тираж 150. Сдано в набор 25.04.2006.

Подписано к печати 04.05.2006. Печ. л. 5.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.