

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ
 ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ
 ИЗВЕСТИЯ
 АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ
 ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

Д. Ю. Меликджанян. Трехуровневый атом в поле двух немонохроматических волн в условиях точного двухфотонного резонанса	3
А. Ж. Мурадян. Средний радиус, волновой фронт и поляризация при резонансной самофокусировке	13
Г. Г. Григорян, С. Б. Сисомянян. Исследование синхронно накачиваемого ВКР-лазера пикосекундных импульсов с дискретной перестройкой в области 1,140—1,153 мкм	22
А. Г. Алексанян, А. Г. Алексанян, Г. С. Николосян. К вопросу резонансного туннелирования в полупроводниковых гетеропереходах с участием фотона	30
В. М. Гаспарян, Э. А. Касаманян. Сопротивление конечной одномерной системы в точно решаемой модели случайного поля	35
Г. Г. Бахшиян. Новый механизм преобразования механической энергии движущихся паров воды в электрическую и оценка его роли в процессах электризации земной атмосферы	43
Н. И. Карбушев, Э. В. Ростомян. Особенности развития неустойчивости пространственно разделенных электроинного пучка и плазмы	50

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

С. Т. Геворкян. Эффекты резонатора в корреляции фотонов	56
---	----

Մելիքաճան Գ. Յու. Եռամսկարդակ ատոմը երկու ումիագույն ալիքների դաշտում երկֆոտոն ուղղանախի դեպքում	87
Մուսաթյան Ա. Ժ. Միջին շառավիղը, ալիքային ճակատը և բեմնացումը լույսի ուղղ- նանալիին ինքնաֆոկուսացման դեպքում	13
Գրիգորյան Գ. Հ., Սաղամունյան Ս. Բ. 1,140—1,153 մկմ տիրույթում դիսկրետ վերալար- վող պիկովայրկյանային իմպուլսներ արձակող, սինխրոն-մղվող ՄԿՑ-լազերի հե- տադրոտումը	22
Ալեքսանյան Ալ. Գ., Ալեքսանյան Ա. Գ., Նիկողոսյան Հ. Ս. Ֆոտոնի մասնակցությամբ կիսահաղորդչային սարաանցումներում ուղղանախիին թունելավորման հարցի մասին	30
Գառապարյան Վ. Մ., Կասամանյան Զ. Հ., Վերջավոր շափեր ունեցող միաշափ համա- կարգի դիմադրությանը պատահական դաշտի առկայության դեպքում	35
Բախչյան Հ. Գ. Զրի գույրը շարժման մեխանիկական էներգիան էլեկտրական էներ- գիայի փոխարկման նոր մեխանիզմ և նրա դերը երկրի մթնոլորտի էլեկտրակա- նացման գործընթացում	43
Կառույն Ն. Ի., Ռոստոմյան Է. Վ. Տարածականօրեն հոսացված էլեկտրոնային փնջի և պլազմայի անկայունության զարգացման առանձնահատկությունները	50

ՀԱՄԱՌՈՑ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Գևորգյան Ս .Բ. Ռեզոնատորի ազդեցությունը ֆոտոնների կոռելյացիայի վրա	56
--	----

УДК 539.184

ТРЕХУРОВНЕВЫЙ АТОМ В ПОЛЕ ДВУХ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ ТОЧНОГО ДВУХФОТОННОГО РЕЗОНАНСА

Д. Ю. МЕЛИКДЖАНЫАН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 25 декабря 1990 г.)

Получены точные аналитические решения уравнения Шредингера для трехуровневого атома, находящегося в поле двух резонансных немонохроматических волн с конкретно заданными огибающими амплитуд, имеющими колоколообразную или квазиступенчатую форму в случае точного двухфотонного резонанса. Проанализировано установившееся состояние системы в зависимости от параметров задачи; показано, что предельные значения населенностей уровней системы при $t \rightarrow \infty$ являются осциллирующими функциями длительности световых импульсов.

1. Введение

Процесс взаимодействия резонансной электромагнитной волны с трехуровневым атомом исследовался рядом авторов [1—8]. В работе [4] рассмотрен один из методов применения известных классов решений нестационарных уравнений Шредингера для двухуровневой системы к описанию трехуровневой атомной системы.

В настоящей работе исследуется поведение трехуровневого атома в поле двух квазимонохроматических волн в условиях точного двухфотонного резонанса. Предполагается также, что длительности импульсов намного меньше всех времен релаксации и что амплитуды импульсов меняются во времени пропорционально друг другу. Данные условия позволяют использовать ранее полученные [9—13] аналитические решения уравнения Шредингера для двухуровневого атома.

Решение данной задачи в случае большой промежуточной расстройки [2, 6] (когда справедливо обобщенная двухуровневая модель) и в пределе, когда промежуточная расстройка стремится к нулю [3, 8], известно в общем виде. При отсутствии же каких-либо ограничений на отношение промежуточной расстройки к амплитудам импульсов решение может быть получено лишь для некоторых конкретно заданных огибающих импульсов, что и сделано в настоящей работе.

2. Три возможные конфигурации атомных уровней

Представим напряженность внешнего электрического поля в виде суперпозиции двух квазисинусоидальных функций

$$E(t) = E_1(t) \exp(i(\Phi_1(t) + \omega_1 t)) + E_2(t) \exp(i(\Phi_2(t) + \omega_2 t)), \quad (1)$$

каждая из которых является резонансной для одного из трех атомных

переходов. В зависимости от расположения атомных переходов, резонирующих с импульсами, возможны три случая:

а) (Σ —конфигурация) частоты ω_1 и ω_2 являются резонансными для переходов между уровнями 1 и 2, 2 и 3 соответственно (см. рис. 1а). Эволюция системы описывается тремя уравнениями для амплитуд населенностей энергетических уровней в резонансном приближении:

$$i\hbar(d/dt)a_1(t) = V_1 f(t) \exp(i\Delta\Phi(t)) a_2(t),$$

$$i\hbar(d/dt)a_2(t) = V_1 f(t) \exp(-i\Delta\Phi(t)) a_1(t) + V_2 f(t) \exp(-i\Delta\Phi(t)) a_3(t), \quad (1)$$

$$i\hbar(d/dt)a_3(t) = V_2 f(t) \exp(i\Delta\Phi(t)) a_2(t),$$

где

$$V_1 f(t) = -d_{12}E_1(t)/\hbar; \quad V_2 f(t) = -d_{23}E_2(t)/\hbar;$$

$$\Delta\Phi(t) = \Phi_1(t) + (\omega_1 - \omega_{21})t = -(\Phi_2(t) + (\omega_2 - \omega_{32})t)$$

($\Delta = \text{const}$; V_1 и V_2 —пиковые значения частот Раби импульсов; $f(t)$ и $\Phi(t)$ —безразмерные функции времени). Считаи, что в исходном состоянии система находится на нижнем энергетическом уровне, для амплитуд населенностей получим следующие выражения:

$$a_1(t) = (V_1/V)^2 b_1(t) + (V_2/V)^2, \quad a_2(t) = (V_1/V) b_2(t), \quad (2)$$

$$a_3(t) = (V_1 V_2 / V^2) (b_1(t) - 1),$$

где $V^2 = V_1^2 + V_2^2$; b_1 и b_2 —амплитуды населенностей двухуровневой системы, находящейся в поле одной квазихроматической волны, характерной частотой Раби $Vf(t)$ и расстройкой резонанса $\Delta\Phi(t)$

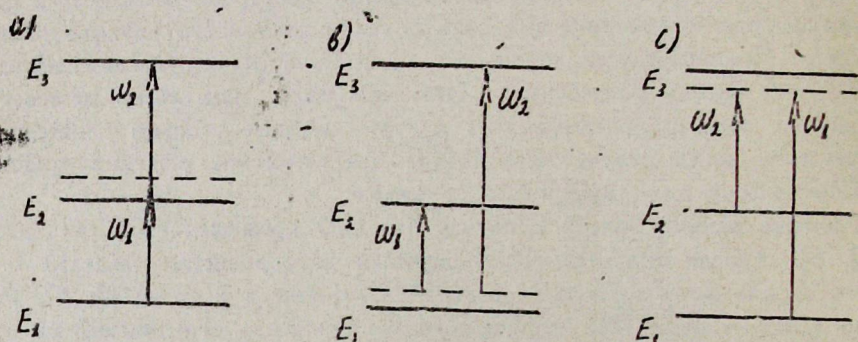


Рис. 1. Приведены диаграммы уровней атома. Случаи а), б), в) соответствуют Σ - V- и λ -конфигурациям системы.

б) (V—конфигурация) частоты ω_1 и ω_2 являются резонансными для переходов между уровнями 1 и 2, 1 и 3 соответственно (см. рис. 1б)). Эволюция системы описывается системой уравнений, которая получается из (1) при замене в последней a_1 на a_2 и a_2 на a_1 , причем в данном случае

* $\hbar$ —постоянная Планка с чертой.

$$V_1 f(t) = -d_{12} E_1(t)/h, \quad V_2 f(t) = -d_{13} E_2(t)/h,$$

$$\Delta\Phi(t) = -(\Phi_1(t) + (\omega_1 - \omega_{21})t) = -(\Phi_2(t) + (\omega_2 - \omega_{31})t).$$

Амплитуды населенностей такой системы равны

$$a_1(t) = b_1(t), \quad a_2(t) = (V_1/V)b_2(t), \quad a_3(t) = (V_2/V)b_2(t).$$

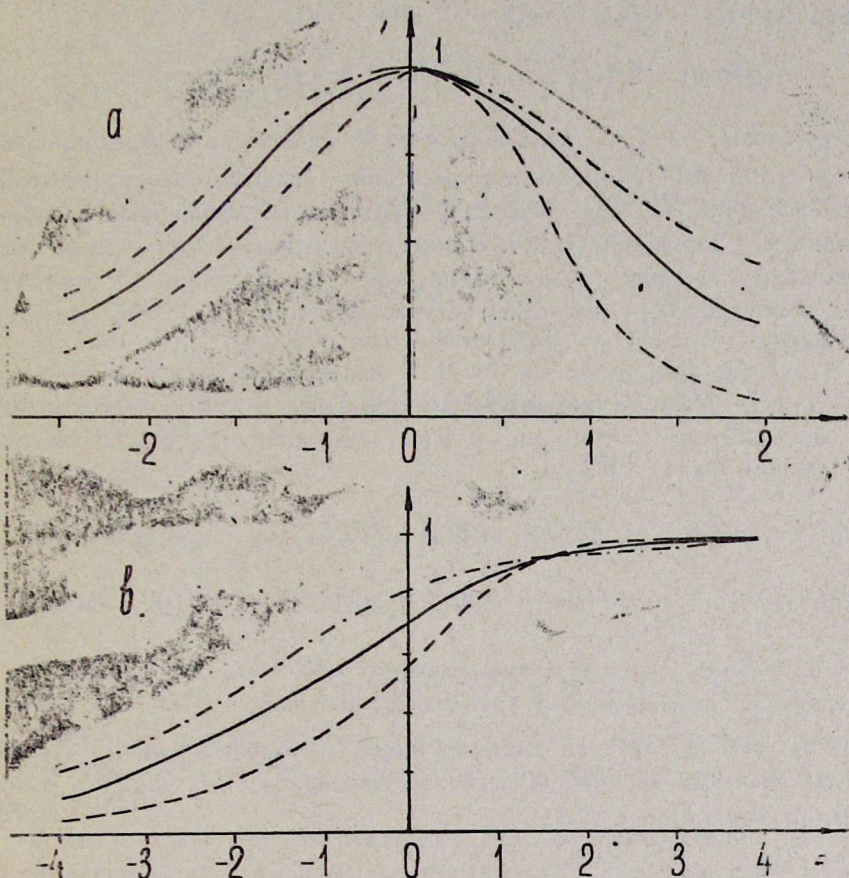


Рис. 2. Приведены графики зависимостей огибающих амплитуд импульсов, отнесенных к максимальным их значениям, от t/T при $v=0$ (сплошные кривые), $v=-1/2$ (пунктирные кривые) и $v=1/2$ (штрих-пунктирные кривые), имеющих колоколообразную (случай а)) и квазиступенчатую (случай б)) огибающую.

с) (λ -конфигурация) частоты ω_1 и ω_2 являются резонансными для переходов между уровнями 1 и 3, 2 и 3 соответственно (см. рис. 1с). В данном случае в системе уравнений (1) необходимо поменять местами a_2 и a_3 и положить

$$V_1 f(t) = -d_{13} E_1(t)/h, \quad V_2 f(t) = -d_{23} E_2(t)/h,$$

$$\Delta\Phi(t) = \Phi_1(t) + (\omega_1 - \omega_{31})t = \Phi_2(t) + (\omega_2 - \omega_{32})t.$$

3. Поведение атома в поле двух волн, имеющих колоколообразные огибающие амплитуд

Внешнее поле, взаимодействующее с атомом, однозначно определяется функциями $f(t)$ и $\Phi(t)$. Пусть $\Phi(t)$ — произвольная возрастающая функция времени, а функция $f(t)$ определяется параметрически:

$$\exp(2(\Phi(t) - \Phi(t_0))/T) = (2 + \nu)^{\nu} z ((1 - z)(1 + \nu))^{-(1+\nu)},$$

$$f(t)/\dot{\Phi}(t) = 2 \sqrt{(1 + \nu) z (1 - z)} (1 + \nu z)^{-1}$$

$T, t_0, \nu = \text{const}; -1 < \nu < 1$. Точка над Φ означает дифференцирование по t , функция $\Delta\dot{\Phi}(t)$ определяет расстройку однофотонного резонанса. График функции $f(t)$ (см. рис. 2а)) представляет собой колоколообразную кривую с вершиной $(t_0, 1)$. Параметр ν характеризует степень асимметрии данной кривой относительно оси $t = t_0$. В частности, при $\nu = 0$ кривая симметрична; в последнем случае функция $f(t)$ легко задается в явном виде:

$$f(t)/\dot{\Phi}(t) = (\text{ch}((\Phi(t) - \Phi(t_0))/T))^{-1}.$$

В данном случае [12]:

$$b_1(t) = {}_2F_1(WT + iT\Delta\nu/4, -WT + iT\Delta\nu/4, (1 - iT\Delta)/2, z),$$

$$b_2(t) = -i(1 + \nu z)f(t)\exp(-i\Delta\Phi(t))(2VT(1 + \nu)\dot{\Phi}(t))^{-1} dz b_1(t),$$

где

$$W = \sqrt{V^2(1 + \nu) - (\Delta\nu/4)^2}.$$

Пусть рассматриваемая система имеет Σ -конфигурацию. Проанализируем значения величин b_k и соответствующие им значения a_m в предельных случаях. При $V \ll \Delta$

$$b_1(t) = \exp\left(i \int_{-\infty}^t (Vf(\tau))^2 (\Delta\dot{\Phi}(\tau))^{-1} d\tau\right); \quad (3)$$

соответствующие значения a_1, a_2, a_3 совпадают с полученными в работах [2, 6]. В таблице приведены значения максимальных погрешностей аппроксимации величины b_1 правой частью (3).

В другом предельном случае, при $\Delta \ll V, T^{-1}$

$$b_1(t) = \cos(2VT\sqrt{1 + \nu} \arcsin \sqrt{z}) = \cos\left(\int_{-\infty}^t Vf(\tau) d\tau\right);$$

соответствующие значения a_1, a_2, a_3 совпадают с полученными в работах [3, 8].

Установившееся состояние системы характеризуется предельными значениями величин $b_1(t)$ и $b_2(t)$ при $t \rightarrow +\infty$, которые могут быть вы-

ражены через параметры задачи с помощью гамма-функции. Модуль предельного значения $b_1(t)$ легко выражается в элементарных функциях

$$|b_1(+\infty)|^2 = \frac{\cos(2\pi WT) + \operatorname{ch}(\pi T\Delta(1+\nu/2))}{2 \operatorname{ch}(\pi T\Delta/2) \operatorname{ch}(\pi\tau\Delta(1+\nu/2))},$$

а для определения аргумента данной величины можно воспользоваться асимптотическим разложением в ряд по обратным степеням T :

$$\frac{b_1^2}{|b_1|^2} = \frac{1 - i \operatorname{tg}(\pi TW) \operatorname{th}(\pi T\Delta(1+\nu/2))}{1 + i \operatorname{tg}(\pi TW) \operatorname{th}(\pi T\Delta(1+\nu/2))} \exp(-2i(R_0 T + R_1/T + R_2/T^3 + \dots)),$$

где

$$R_0 = -2W \operatorname{arc} \operatorname{tg}(\Delta(1+\nu/2)/(2W)) - \Delta(1+\nu/2) \ln(1 + 4V^2/\Delta^2)/2 + \Delta\nu \ln(1+\nu)/4;$$

$$R_1 = V^2(1+\nu/2)/(6\Delta(V^2 + \Delta^2/4)(1+\nu))$$

и т. д. При $T \rightarrow \infty$ модуль установившегося значения b_1 , как этого и следовало ожидать, стремится к 1. В то же время действительная часть этой величины является осциллирующей функцией T , которая при $T\Delta \gg 1$ (адиабатическое приближение) и/или при $V \ll \Delta$ приближенно равна $\cos(\Omega T)$, где

$$\Omega = 2W \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left| \frac{2W}{\Delta(1+\nu/2)} \right| - (\Delta/2)(1+\nu/2) \ln(1 + 4V^2/\Delta^2) + (\Delta\nu/4) \ln(1+\nu).$$

Заметим, что даже при относительно небольших значениях $|\Delta/V|$ функция $\cos(\Omega T)$ хорошо аппроксимирует установившееся значение $\operatorname{Re} b_1$ при любых T , например, при $|\Delta/V| > 5$ (что выполняется в условиях большинства экспериментов) разность этих величин не превышает по модулю 0,003.

В тех случаях, когда справедливо данное приближение, населенности энергетических уровней системы после прохождения импульса равны

$$|a_1|^2 = 1 - 2V_1^2 V_2^2 / V^4 (1 - \cos(\Omega T)), \quad |a_2|^2 = 0, \\ |a_3|^2 = 2V_1^2 V_2^2 / V^4 (1 - \cos(\Omega T)).$$

Таким образом, при $T \rightarrow \infty$ населенность нижнего энергетического уровня системы вовсе не стремится к 1, а колеблется между двумя постоянными.

Если аргумент величины b_1 , являющийся возрастающей функцией площади контура, ограниченного огибающей импульса, равен $2\pi k$ (k — целое), то установившиеся значения $|a_1|^2$ и $|a_3|^2$ равны соответственно 1 и 0. Если же $\arg b_1 = 2\pi(k + 1/2)$, то величина $|a_1|^2$ минимальна и равна $((V_1/V)^2 - (V_2/V)^2)^2$, соответственно, величина $|a_3|^2$ максимальна

на и равна $4V_1V_2/V^2$. Здесь мы имеем аналогию солитона и π -импульса, взаимодействующих с двухуровневой системой. Если коэффициенты V_1 и V_2 таковы, что $(1 - 1/\sqrt{2})/2 < (V_1/V)^2 < (1 + 1/\sqrt{2})/2$, то максимальное значение $|a_3|^2$ больше минимального значения $|a_1|^2$. Если $V_1 \neq V_2$, то минимальное значение $|a_1|^2$ отлично от нуля (в отличие от двухуровневой системы).

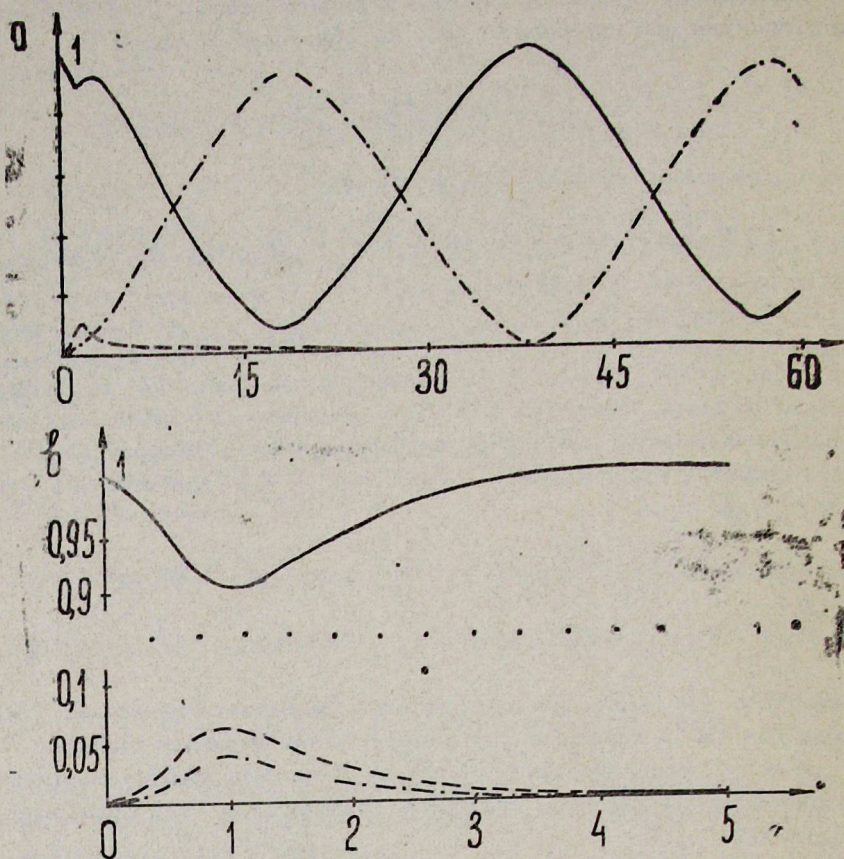


Рис. 3. Приведены графики зависимостей населенностей нижнего (сплошные кривые), промежуточного (пунктирные кривые) и верхнего (штрихпунктирные кривые) уровней системы в установившемся режиме от $T\Delta$ при $\Delta=4V$, $\nu=-1/2$, $V_1/V_2=4/3$; случаи а) и б) соответствуют Σ - и V -конфигурациям системы. Точка $T\Delta=2,11$, в окрестности которой характерно anomальное поведение графика функции $|a_1|^2$, соответствует максимуму величины $|b_1|^2$ (рассматриваемой как функция T).

Совершенно иной результат получается в случае V -конфигурации системы: после прохождения импульса населенность нижнего уровня $|a_1|^2$ рассматриваемой системы оказывается равной населенности нижнего уровня $|b_1|^2$ воображаемой двухуровневой системы, а населенность верхнего уровня последней «распределяется» между средним и верхним уровнями исходной системы пропорционально коэффициентам V_1 и V_2 . Это происходит потому, что в данном случае точный двухфотонный ре-

зонанс связывает между собой средний и верхний энергетические уровни, в то время как система в исходном состоянии находится на нижнем уровне.

В случае λ -конфигурации мы имеем результат, аналогичный тому, который был получен в случае Σ -конфигурации; в соответствующих формулах необходимо только поменять местами a_2 и a_3 .

На рисунках 3а) и 3б) приведена зависимость населенностей уровней системы от произведения $T\Delta$, соответственно, в случае Σ - и V -конфигурации. На рисунке 4 приведена зависимость величин Ω/Δ и $R_1\Delta$ от $|V_1/\Delta|$; масштаб графика функции R_1/Δ увеличен по вертикали в 20 раз. Заметим, что при $v \neq 0$ в некоторой области изменения $V/\Delta W$ становится мнимой величиной; однако это качественно не отражается на характере зависимости Ω от V/Δ . Предельные значения величины Ω/Δ при $|V/\Delta| \ll 1$ и при $|V/\Delta| \gg 1$ равны соответственно, $2(V/\Delta)^{2\nu-1}(1+\nu) \ln(1+\nu)$ и $\pi |V/\Delta| \sqrt{1+\nu}$; соответствующие значения ΩT совпадают с интегралами по действительной прямой от функций $(Vf(t))^2/(\Delta\dot{\Phi}(t))$ и $Vf(t)$.

4. Поведение атома в поле двух волн, имеющих квазиступенчатые огибающие амплитуд

Рассмотрим теперь случай, когда $f(t)$ —квазиступенчатая функция (см. рис. 2б), задаваемая параметрически:

$$\exp(\Phi(t) - \Phi(t_0)/T) = z(z+1)^\nu,$$

$$f(t)/\dot{\Phi}(t) = (1+\nu) \sqrt{z(z+1)(1+z(1+\nu))}^{-1}$$

($T, \nu, t_0 = \text{const}$; $-1 < \nu < 1$); параметр ν характеризует степень асимметрии графика функции $(f(t))^2$ относительно центра $(t_0, 1/2)$; при $\nu = 0$ этот график симметричен и функция $f(t)$ задается в явном виде:

$$f(t)/\dot{\Phi}(t) = (1 + \exp((\Phi(t_0) - \Phi(t))/T))^{1/2}.$$

В данном случае

$$b_1(t) = {}_2F_1(iT\lambda_1(1+\nu), iT\lambda_2(1+\nu); 1/2 - iT\Delta; -z),$$

$$b_2(t) = i(1+z(1+\nu))f(t) \exp(-i\Delta\Phi(t))/(VT(1+\nu)^2\dot{\Phi}(t)d/dz b_1(t)),$$

где λ_1 и λ_2 —квазиэнергии установившегося состояния воображаемой двухуровневой системы с амплитудами населенностей b_1 и b_2 ,

$$\lambda_{1,2} = (\Delta/2) [-1 \pm \sqrt{1 + 4V^2/\Delta^2}].$$

Квазиэнергетические волновые функции рассматриваемой системы, соответствующие предельным значениям амплитуд внешних полей при $t \rightarrow \infty$ (т. е. при $f(t)=1$) равны [7, 8]:

$$\Phi_1(t) = \exp(-t\varepsilon_1/\hbar) ((V_2/V) |U_1\rangle - (V_1/V) \exp(-i(\omega_1 + \omega_2)t) |U_3\rangle),$$

$$\Phi_2(t) = (\lambda_1/V)(1 - \lambda_1/\lambda_2)^{-1/2} \exp(i(-\varepsilon_1/\hbar + \lambda_2)t) ((V_1/V) |U_1\rangle - (\lambda_2/V) \exp(-i\omega_1 t) |U_2\rangle + (V_2/V) \exp(-i(\omega_1 + \omega_2)t) |U_3\rangle),$$

$$\Phi_3(t) = (1 - \lambda_1/\lambda_2)^{-1/2} \exp(i(-\varepsilon_1/h + \lambda_1)t)(V_1/V) |U_1\rangle - \\ - (\lambda_1/V) \exp(-i\omega_1 t) |U_2\rangle + (V_2/V) \exp(-i(\omega_1 + \omega_2)t) |U_3\rangle,$$

где $|U_1\rangle$, $|U_2\rangle$, $|U_3\rangle$ — собственные функции невозмущенного гамильтониана системы. Однако в условиях точного двухфотонного резонанса теряет смысл нумерация квазиэнергетических состояний в соответствии с правилом, принятым в работе [7], т. к. в данном случае квазиэнергии верхнего и нижнего уровней при $V \rightarrow 0$ имеют один и тот же предел, равный нулю. Поэтому целесообразно ввести вместо $\Phi_1(t)$, $\Phi_2(t)$, $\Phi_3(t)$ другие базисные функции

$$\tilde{\Phi}_1(t) = (V_2/V) \Phi_1(t) + (V_1/V) \Phi_3(t), \quad \tilde{\Phi}_2(t) = \Phi_2(t),$$

$$\tilde{\Phi}_3(t) = -(V_1/V) \Phi_1(t) + (V_2/V) \Phi_3(t).$$

Характерной особенностью данных функций является то, что при $V \rightarrow 0$ они стремятся к невозмущенным атомным волновым функциям

$$\exp(-i\varepsilon_1 t/h) |U_1\rangle, \quad \exp(i\varepsilon_2 t/h) |U_2\rangle, \quad \exp(-i\varepsilon_3 t/h) |U_3\rangle.$$

Заметим, что при $V \rightarrow 0$ амплитуды $E_1(t)$ и $E_2(t)$ стремятся к нулю одновременно, в отличие от случая, рассмотренного в [8], когда амплитуды полей устремлялись к нулю поочередно.

Представив волновую функцию установившегося состояния в виде $C_1 \tilde{\Phi}_1(t) + C_2 \tilde{\Phi}_2(t) + C_3 \tilde{\Phi}_3(t)$, для коэффициентов разложения получим выражения, аналогичные (2):

$$C_1 = (V_1/V)^2 P_1 + (V_2/V)^2, \quad C_2 = (V_1/V) P_2, \\ C_3 = (V_1 V_2/V^2) (P_1 - 1).$$

Здесь P_1 и P_2 — коэффициенты разложения установившейся волновой функции воображаемой двухуровневой системы по квазиэнергетическим волновым функциям последней.

Для оценки модуля и аргумента коэффициента P_1 можно использовать метод, аналогичный использованному в предыдущем пункте при оценке предельного значения b_1 :

$$|P_1|^2 = \frac{\text{sh}(\pi q_3 T \Delta) \text{ch}(\pi q_1 T \Delta)}{\text{sh}(\pi q_4 T \Delta) \text{ch}(\pi q_2 T \Delta)}, \quad \arg P_1 = \Omega T + \sum_{k=0}^{\infty} R_k T^{2k+1},$$

$$\text{где } q_1 = \lambda_2(1 + \nu), \quad q_2 = (\lambda_1 - \lambda_2)(1 + \nu), \quad q_3 = \lambda_2(1 + \nu) + \Delta\nu, \quad q_4 = \Delta,$$

$$R_m = |B_{2m}| (2m(2m-1))^{-1} (1 - 2^{1-2m}) (q_3^{1-2m} + q_4^{1-2m}) - q_1^{1-2m} - q_2^{1-2m},$$

$$\Omega = \sum_{k=1}^4 q_k \ln q_k,$$

B_{2m} — числа Бернулли. При достаточно больших длительностях импульсов $|P_1| = 1$ и $\text{Re } P_1 = \cos(\Omega T)$. Величины $|C_1|^2$, $|C_2|^2$, $|C_3|^2$, рассматриваемые как функции от T , ведут себя аналогично установив-

шимся значениям населенностей, которые рассматривались в предыдущем пункте.

Графики зависимостей величин Ω/Δ и $R_1\Delta$ от $|V/\Delta|$ по своему виду не отличаются от графиков, представленных на рис. 4, если не считать того, что поправка, обусловленная слагаемым R_1/T , в рассматриваемом случае еще менее существенна, чем в предыдущем пункте; для того, чтобы соотношение ординат соответствующих точек двух кривых, имеющих одинаковые абсциссы, было примерно таким, как на рис. 4, в данном случае масштаб графика функции $R_1\Delta$ следовало бы увеличить не в 20, а в 200 раз.

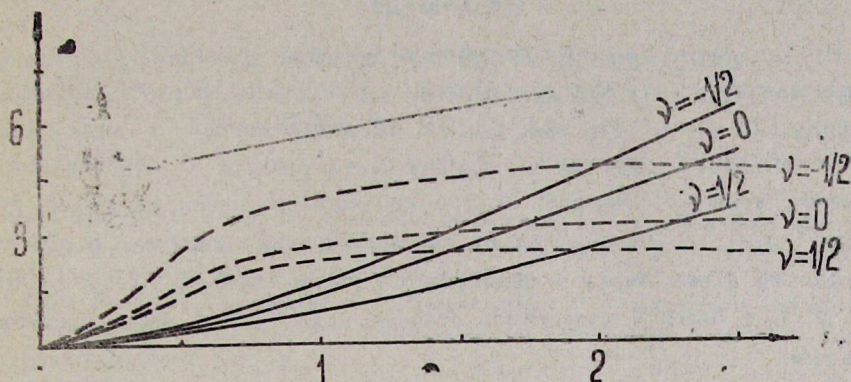


Рис. 4. Приведены графики зависимостей величин Ω/Δ (сплошные кривые) и $20 R_1\Delta$ (пунктирные кривые) от V/Δ при различных ν .

В другом предельном случае, когда TV , $T\Delta \ll 1$, для определения величины P_1 можно воспользоваться формулой

$$P_1 = (1 - \lambda_1/\lambda_2)^{-1/2} \exp(i(r_0 T + r_1 T^3 + r_2 T^5 + \dots)),$$

где

$$r_0 = \lambda_1(1 + \nu) 2 \ln 2.$$

$$r_m = (-1)^m \zeta(2m+1) (2m+1)^{-1} ((2^{2m+1} - 1)(q_3^{2m+1} + q_4^{2m+1}) + (q_1^{2m+1} + q_2^{2m+1}));$$

$\zeta(2m+1)$ —дзета-функция Римана. Устремив T к нулю, что соответствует внезапному включению поля в момент t_0 , получим результат, совпадающий с [8].

Таблица

Максимальные значения функции $|b_1(t) - \exp(i \int_{-\infty}^t (Vf(\tau))^2 (\Delta\Phi(\tau))^{-1} d\tau)|$

$\Delta/V \setminus TV$	2	4	6	8
4	0,0344	0,067	0,095	0,12
8	0,0079	0,010	0,014	0,011
12	0,0035	0,0038	0,0041	0,037

В заключение отметим, что любая функция, определяющая огибающую импульса колоколообразной или квазиступенчатой формы может быть аппроксимирована функцией заданного класса, если подобрать соответствующим образом параметры задачи—пиковое значение амплитуды, длительность импульса и степень его асимметрии. Полученные при этом решения не требуют никаких ограничений, касающихся данных параметров. А решения, получаемые обычными методами при условии, когда одна из величин VT , $T\Delta$ достаточно велика или, наоборот, достаточно мала, подтверждают правильность предлагаемого в настоящей работе метода.

Приложение

Вычисление значений гипергеометрической функции Гауса может осуществляться следующим образом: с помощью формул приведения функция $U(z) = {}_2F_1(a_1, a_2, \gamma, z)$ представляется в виде линейной комбинации функции ${}_2F_1(a'_1, a'_2, \gamma', z)$ и ее производной по z , вычисляемых с помощью быстро сходящихся степенных рядов; параметры a'_1, a'_2, γ' отличаются от соответствующих параметров исходной функции на целые числа и подбираются таким образом, чтобы значения $|a'_1|$ и $|a'_2|$ были в допустимой степени малы, а $\text{Re } \gamma'$ было достаточно большим.

Для «сдвига» нижнего параметра гипергеометрической функции можно воспользоваться следующей рекуррентной формулой:

$$U(z) = (1 + (z/\gamma)d/dz) {}_2F_1(a_1, a_2, \gamma + 1, z),$$

$$d/dz U(z) = \left[\frac{a_2}{1-z} + \frac{a_1 + a_2 z - \gamma}{a_1(1-z)} d/dz \right] {}_2F_1(a_1, a_2, \gamma + 1, z).$$

Аналогичным образом осуществляется «сдвиг» верхних параметров функции.

Автор выражает благодарность участникам теоретического семинара ИФИ АН Армении за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаелян М. А., Саркисян М. А. Препринт ИФИ-75-26.
2. Полужков И. А., Попов Ю. М., Ройтберг В. С. Квантовая электроника, 2, 1147 (1975).
3. Большов Л. А. и др. Квантовая электроника, 9, 1476 (1982).
4. Ишханян А. М., Меликджанов Д. Ю. ДАН АрмССР, VXXXVI, 2, 71 (1986).
5. Carrol C. E. Hioe F. T. J. Phys. A: Math. and Gen., 19, 1151 (1986).
6. Малакян Ю. П. Квантовая электроника, 15, 788 (1988).
7. Григорян Г. Г. и др. Оптика и спектроскопия, 67, 998 (1989).
8. Тер-Микаелян М. А. Нелинейная резонансная оптика (в печати).
9. Rosen N. and Zener C. Phys. Rev., 40, p. 502 (1932).
10. Меликян А. О. Канд. диссертация, Ереван (1973).
11. Гореславский С. П., Яковлев В. П. Изв. АН СССР, серия физическая, 37, 2212 (1973).
12. Bambini A. and Berman P. R. Phys. Rev., A: Gen. Phys., 23, 2496 (1981).
13. Carrol C. E. and Hioe F. T. J. Phys. A: Math. and Gen., 19, 3579 (1986).

Դ. ՅԱՆ ՄԵԼԻԿԶԻԱՆՅԱՆ

Գտնված են Շրեդինգերի հավասարման ճշգրիտ անալիտիկ լուծումները երկու ուղղահան-
սային ուղիղադրյալ ալիքների դաշտում (որոշակիորեն տրված առաիճանձև կամ զանգակաձև
ամպլիտուդային շաշափողներով) ճշգրիտ երկֆոտոն ուղղահանու ղեպքում: Վերլուծված է հա-
մակարդի հաստատված վիճակը կախված խնդրի պարամետրերից, ցույց է տրված, որ $t \rightarrow \infty$
դեպքում մակարդակների բնակեցվածությունների սահմանային արժեքները առատանվող ֆունկ-
ցիաներ են կախված լուսային իմպուլսների տեվողությունից:

THREE-LEVEL ATOM IN THE FIELD OF TWO NONMONOCROMATIC WAVES IN CASE OF EXACT TWO-PHOTON RESONANCE

D. YU. MELIKDZHANYAN

Exact analytical solutions of Schrodinger equation for a three-level atom in the field of two resonant nonmonochromatic waves with specific bell-shaped or quasi-step amplitude envelopes in case of two-photon resonance are obtained. The steady state of the system was investigated for different values of parameters, it was shown that the limiting values of system levels population for $t \rightarrow \infty$ were oscillating functions of light pulse duration.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 13—22 (1992)

УДК 535.51:621.373

СРЕДНИЙ РАДИУС, ВОЛНОВОЙ ФРОНТ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ САМОФОКУСИРОВКЕ

А. Ж. МУРАДЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 29 ноября 1990 г.)

Рассмотрена резонансная самофокусировка поляризованного излучения на оптических переходах $1/2-1/2$ (с учетом насыщения нелинейности) и $1/2-3/2$ (в керровском приближении). Вычислены среднеквадратичный радиус, кривизна волнового фронта и поляризация светового пучка (для первого случая), длина и порог самофокусировки (для второго случая).

Явление самофокусировки [1—4] в общем случае сопутствует распространению поперечно ограниченного интенсивного излучения через среду. Строгое аналитическое рассмотрение процесса самофокусировки наталкивается на значительные трудности, особенно в области больших нелинейностей. Самофокусировка относительно проще в резонансных средах с электронными переходами, когда инерционностью поляризованно-

Դ. ՅԱՆ ՄԵԼԻԿԶԻԱՆՅԱՆ

Գտնված են Երկդիմերի հավասարման ճշգրիտ անալիտիկ լուծումները երկու ուղղահայան ուղիղության ալիքների դաշտում (որոշակիորեն տրված առաիճանաձև կամ զանգակաձև անալիտիկալի շաղկապով) ճշգրիտ երկֆոտոն ուղղահայանի դեպքում: Վերլուծված է համակարգի հաստատված վիճակը կախված խնդրի պարամետրերից, ցույց է տրված, որ $t \rightarrow \infty$ դեպքում մակարդակների բնակեցվածությունների սահմանային արժեքները տատանվող ֆունկցիաներ են կախված լուսային իմպուլսների տեղադրությունից:

THREE-LEVEL ATOM IN THE FIELD OF TWO NONMONOCROMATIC WAVES IN CASE OF EXACT TWO-PHOTON RESONANCE

D. YU. MELIKDZHANYAN

Exact analytical solutions of Schrodinger equation for a three-level atom in the field of two resonant nonmonochromatic waves with specific bell-shaped or quasi-step amplitude envelopes in case of two-photon resonance are obtained. The steady state of the system was investigated for different values of parameters, it was shown that the limiting values of system levels population for $t \rightarrow \infty$ were oscillating functions of light pulse duration.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 13—22 (1992)

УДК 535.51:621.373

СРЕДНИЙ РАДИУС, ВОЛНОВОЙ ФРОНТ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ САМОФОКУСИРОВКЕ

А. Ж. МУРАДЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 29 ноября 1990 г.)

Рассмотрена резонансная самофокусировка поляризованного излучения на оптических переходах $1/2-1/2$ (с учетом насыщения нелинейности) и $1/2-3/2$ (в керровском приближении). Вычислены среднеквадратичный радиус, кривизна волнового фронта и поляризация светового пучка (для первого случая), длина и порог самофокусировки (для второго случая).

Явление самофокусировки [1—4] в общем случае сопутствует распространению поперечно ограниченного интенсивного излучения через среду. Строгое аналитическое рассмотрение процесса самофокусировки наталкивается на значительные трудности, особенно в области больших нелинейностей. Самофокусировка относительно проще в резонансных средах с электронными переходами, когда инерционностью поляризованно-

сти среды можно пренебречь и последовательно учитывать насыщение нелинейности диэлектрической проницаемости среды.

Учету поляризации волны при самофокусировке уделялось пока мало внимания, хотя в ряде случаев, например при нелинейной поляризационной спектроскопии [5], он имеет принципиальное значение. Дело в том, что характер светоиндуцированного двулучепреломления среды однозначно определяется поляризацией интенсивной волны: в поле волны круговой поляризации прозрачная среда приобретает гиротропные свойства, а в поле волны линейной поляризации — оптические свойства одно(двух)осных кристаллов. При самофокусировке же поляризованного излучения поляризация волны зависит также от поперечных координат и в разных точках светового пучка индуцированные гиротропные и одно(двух)осные свойства будут смешиваться в разных пропорциях усложняя характер изменения поляризации пробного излучения.

Резонансная самофокусировка эллиптически поляризованного света рассмотрена в [6] для оптического перехода $1/2-3/2$ паров щелочных металлов, а в [7] учтена также дублетная структура возбужденного энергетического уровня. Ряд результатов по поведению поляризации при самофокусировке в произвольных изотропных средах представлены в [4, 8], а в [9] выявлено влияние внешнего магнитного поля на процесс самофокусировки в резонансной среде. В этих работах анализ ведется для приаксиальных лучей и без учета насыщения оптического перехода. В настоящей работе самофокусировка эллиптически поляризованного излучения рассмотрена в резонансной среде с оптическим переходом $j_1=1/2-j_2=1/2$ и $j_1=1/2-j_2=3/2$. Для первого случая с помощью метода моментов [10] вычислены среднеквадратичный радиус, кривизна волнового фронта и поляризация интенсивного светового пучка в среде с учетом насыщения диэлектрической проницаемости среды. Для второго случая выведены уравнения, описывающие пространственную эволюцию среднеквадратичных радиусов круговых компонент волны в первом нелинейном приближении и получено простое алгебраическое соотношение, определяющее порог самофокусировки. Показано, что среднеквадратичные радиусы круговых компонент в среде «схлопываются» совместно.

Пусть волна взаимодействует с резонансной средой в режиме адiabатического следования [11, 12]. Тогда уравнение распространения для каждой круговой компоненты волны имеет обычный «скалярный» вид:

$$2ik \frac{\partial E^{(\pm)}}{\partial z} + \Delta_{\perp} E^{(\pm)} + \frac{k^2}{\epsilon_0} \epsilon_{\text{нл}}^{(\pm)}(\omega) E^{(\pm)} = 0, \quad (1)$$

где $E^{(\pm)} = E_x \pm iE_y$ — амплитуды круговых компонент напряженности, k — волновой вектор, ϵ_0 — нерезонансная диэлектрическая проницаемость окружающей резонансные атомы среды, z — направление распространения волны, вдоль которого проведено укорочение уравнения распро-

* $\hbar$ — постоянная Планка с чертой.

странения. В случае перехода $1/2-1/2$ нелинейная часть диэлектрической проницаемости резонансной среды

$$\epsilon_{\text{нл}}^{(\pm)}(\omega) = \frac{2\pi N|d|^2}{3\hbar\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{\sqrt{1+\xi^{(\pm)}}} - 1 \right), \quad (2)$$

где ω — частота поля, N — концентрация резонансных атомов, d — приведенный матричный элемент перехода $1/2-1/2$, $\epsilon = \omega_0 - \omega$ — расстройка резонанса, ω_0 — частота резонансного перехода.

$\xi^{(\pm)} = 2|d|^2|E^{(\pm)}|^2/3\hbar^2\epsilon^2$ — безразмерные параметры интенсивностей круговых компонент волны.

Интегралами (1) являются [13]

$$\Pi_1^{(\pm)} = \int |E^{(\pm)}|^2 d^2\rho, \quad (3)$$

$$\Pi_2^{(\pm)} = \int \{ |\nabla_{\perp} E^{(\pm)}|^2 - G^{(\pm)}(\omega) |d^2\rho, \quad (4)$$

где $\frac{\partial G^{(\pm)}}{\partial z} = \epsilon_{\text{нл}}^{(\pm)}(\omega) \frac{\partial |E^{(\pm)}|^2}{\partial z}$. Значения $\Pi_1^{(\pm)}$ с точностью коэффициента

$c/2\pi$ представляют потоки энергии круговых компонент поля через поперечное сечение пучка. Их сохранение обусловлено отсутствием реального поглощения при взаимодействии в режиме адиабатического следования. Введем среднеквадратичные радиусы [10, 14]

$$R_{\pm}^2(z) = \frac{1}{\Pi_1^{(\pm)}} \int |E^{(\pm)}(\rho, z)|^2 \rho^2 d^2\rho. \quad (5)$$

Дифференцируя (5) по Z дважды, используя (1) и определения (3), (4), аналогично [14], получим следующее уравнение эволюции:

$$\begin{aligned} \Pi_1^{(\pm)} \frac{d^2 R_{\pm}^2}{dz^2} = \frac{2}{k^2} \left\{ \Pi_2^{(\pm)} + q \int \left[2 \left(2 \sqrt{1+\xi^{(\pm)}} - \xi^{(\pm)} - 2 \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \left(\frac{1}{\sqrt{1+\xi^{(\pm)}}} - 1 \right) \xi^{(\pm)} \right] d^2\rho \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $q = \pi N \omega^2 \hbar \epsilon / \epsilon_0 c^2$.

Граничные условия для (6) имеют вид

$$\left(R_{(\pm)}^2(z) \right)_{z=0} = R^2(0), \quad \left(\frac{dR_{(\pm)}^2(z)}{dz} \right)_{z=0} = \frac{2R^2(0)}{r}, \quad (7)$$

где $R^2(0)$ и r — среднеквадратичный радиус и кривизна волнового фронта на входе в среду, одинаковые для обеих круговых поляризаций. Заметим, что в первом нелинейном (керровском) приближении интегральный член с правой стороны (6) зануляется и оставшееся уравнение описывает полное схлопывание пучка при самофокусировке ($q < 0$) [10, 14].

Для вычисления интегралов с правой стороны (6) выберем гауссовское распределение интенсивностей по поперечному сечению:

$\xi^{(\pm)}(z, \rho) = (\bar{\xi}/R_{(\pm)}^2(z)) \exp(-\rho^2/R_{(\pm)}^2(z))$. Тогда каждое уравнение умно-

лением на соответствующий интегрирующий множитель $dR^2_{(\pm)}(z)/dz$ приводится к уравнению первого порядка (знаки $(\pm)$ опускаем):

$$\left(\frac{df^2(z)}{dz}\right)^2 = \left(\frac{1}{R_g^2} + \frac{4}{r^2}\right)f^2(z) + \frac{p}{\xi_0 R^2(0)} \left\{ 4 \left(1 - \sqrt{1 + \xi_0} + \right. \right. \\ \left. \left. + \ln \frac{\sqrt{1 + \xi_0} + 1}{2} \right) f^2(z) + 3f(z) [(f^2(z) + \xi_0)^{1/2} - f^2(z)] - 3\xi_0 f(z) \sqrt{f^2(z) + \xi_0} + \right. \\ \left. + f^2(z) (\sqrt{f^2(z) + \xi_0} - f(z)) - 4f^4(z) \ln \frac{\sqrt{f^2(z) + \xi_0} + f(z)}{f(z)} \right\} - \frac{1}{R_g^2}, \quad (8)$$

где $f^2(z) = R^2(z)/R^2(0)$, $p = 8\pi N |d|^2 / 3h\epsilon_0 z$, $\xi_0 = \bar{\epsilon}/R^2(0)$,

$R_g = kR^2(0)/2$ — дифракционная длина.

Чтобы понять характер решений, представим поведение правой стороны уравнения (8) (ПСУ) как функцию от $f^2(z)$. Для этого было построено семейство таких графиков, соответствующих разным значениям расстройки резонанса ϵ . Три из них для коллинеарного входного пучка ($r = \infty$) представлены на рис. 1. Заметим, что от ϵ зависят параметры ξ_0 и p , определяющие фокусирующие свойства среды (ФСС). Увеличение p монотонно усиливает ФСС, в то время как увеличение ξ_0 сперва усиливает, а в дальнейшем из-за насыщения оптического перехода ослабляет ФСС.

Уравнению (8) удовлетворяют, естественно, те области изменения $f^2(z)$, где ПСУ не отрицательна. Кривые вне этих областей проведены пунктирами. Кривая 1а соответствует относительно большим значениям $|\epsilon|$, когда дифракционная расходимость светового пучка сильнее ФСС и среднеквадратичный радиус пучка бесконечно растет. При уменьшении $|\epsilon|$ кривая ПСУ приближается к оси абсцисс и для определенного значения касается с ней только в одной точке $f^2(z) = 1$, будучи отрицательной во всех остальных точках. При этом реализуется точный волноводный режим распространения, когда ФСС и дифракция в точности компенсируют друг друга и световой пучок распространяется с постоянным среднеквадратичным радиусом, равным его значению на входе в среду. При дальнейшем уменьшении $|\epsilon|$ кривые ПСУ принимают вид 1б, показывающий, что $f^2(z)$ ограничен между значениями $f^2_{\min} < 1$ и $f^2_{\max} = 1$. Распространение пучка становится квазиволноводным, когда пучок сперва сужается от входного до некоторого минимального размера, далее опять расширяется до входного размера и такой цикл эволюции периодически повторяется [15—17]. При еще меньших $|\epsilon|$ (соответственно больших ξ_0 и p) значение $f^2_{\min}$ в среднем приближается к единице, равняется ей (при этом второй раз осуществляется волноводный режим распространения), а затем $f^2_{\min}$ остается равным единице, а $f^2_{\max}$ начинает расти с единичного значения. При этом показатель преломления среды сильно насыщается и квазиволноводный режим распространения начинается с расширения пучка [16, 18].

Характерно, что граничные значения $f_{\min}^2 < 1$ и $f_{\max}^2 > 1$ при наличии насыщения нелинейности могут меняться скачкообразно. Один такой скачок иллюстрируется графиком 1в. При $\varepsilon = -0,28 \cdot 10^9$ Гц график касается с осью абсцисс в точке, указанной стрелкой. Область изменения $f^2(z)$ находится между точками $f_{\min}^2 = 0,078$ и $f_{\max}^2 = 1$. При малейшем уменьшении $|\varepsilon|$ кривая отрывается от оси абсцисс в этой точке и граничными точками изменения $f^2(z)$ уже являются $f_{\min}^2 = 0,066$ и $f_{\max}^2 = 1$, то есть минимальные поперечные размеры пучка $f_{\min}^2$ скачком меняются от значения 0,078 до 0,066. В случае неколлинеарного пучка на входе в среду ($r^2 < \infty$) $f_{\min}^2$ и $f_{\max}^2$ испытывают скачки одновременно. Разрывное поведение $f_{\min}^2$ и $f_{\max}^2$ при $\xi_0 \gg 1$ непосредственно из решения уравнения типа (8) получено в [18].

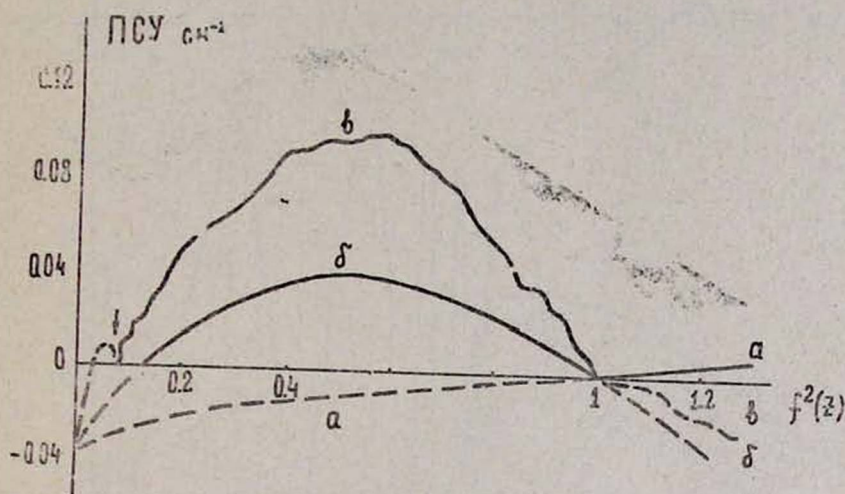


Рис. 1. Зависимость правой стороны уравнения (8) от $f^2(z)$ при $\varepsilon = -4 \cdot 10^{10}$ (а), $-0,8 \cdot 10^{10}$ (б) и $-0,28 \cdot 10^9$ Гц (в). Параметр интенсивности ξ_0 (при $\varepsilon = -10^{10}$ Гц) = 25. Остальные параметры системы есть

$$\frac{N}{\varepsilon_0} = 10^{10} \text{ см}^{-3}, |d|^2 = 0,8 \cdot 10^{-34} \text{ CGSE}, R^2(0) = 10^{-2} \text{ см}^2, k = 10^6 \text{ см}^{-1}$$

и сохраняются для последующих рисунков.

Хорошо известно, что при самофокусировке помимо поперечных размеров меняется также кривизна волнового фронта светового пучка. Для исследования последней амплитуда напряженности электрического поля $E(z, \rho)$ представляется в виде $E_0 \exp(-ik\Psi)$ и из уравнения распространения для $E(z, \rho)$ получается система двух уравнений в частных производных для модуля E_0 и фазовой функции Ψ [2—4]. Если поперечное распределение интенсивности пучка выбрать гауссовским, среднеквадратичный радиус которого $f^2(z)$ определяется как решение уравнения (8), то уравнение для Ψ будет удовлетворяться видом $\Psi(z, \rho) =$

$\frac{p^2}{2} \beta(z) + \varphi(z)$ (для произвольных p), где кривизна волнового фронта $\beta(z)$ и функция $\varphi(z)$ определяется через $f^2(z)$ следующим образом:

$$\beta(z) = \frac{1}{2f^2(z)} \frac{df^2(z)}{dz}, \quad (9)$$

$$\varphi(z) = \frac{3p}{4} \int_0^z \left(\frac{1}{V'1 + \xi_0 f^2} - 1 \right) dz - \frac{R^2(0)}{2R_g^2} \int_0^z \frac{dz}{f^2(z)}. \quad (10)$$

На рис. 2 представлены графики функций $f^2(z)$, $\beta(z)$ и $\varphi(z)$.

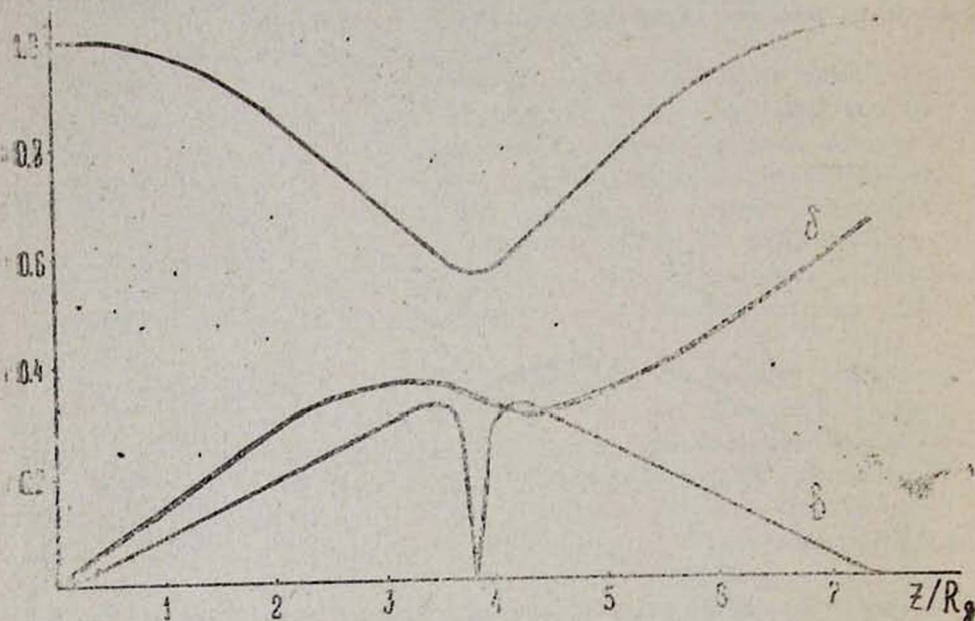


Рис. 2. Графики безразмерных параметров $f^2(z)$ (а), $\kappa\varphi(z)$ (б) и $|\beta(z)|$ (равного $\beta(z)$ для правой и $-\beta(z)$ для левой половины графика) (в); $\epsilon = -0.4 \cdot 10^{10}$ Гц, $\xi_0 = 0.5$.

Соотношения (8)–(10) остаются для каждой круговой поляризации и если пучок на входе в среду поляризован по эллипсу ($\xi_0^{(+)} \neq \xi_0^{(-)} \neq 0$), то в среде поляризация пучка будет меняться [19] и в поперечном направлении. Из (10) видно, что $\varphi_{\pm}(z)$, определяющие фазы на оси пучка ($\rho=0$) и, соответственно, ее поляризацию, состоят из двух слагаемых. Первое из них обусловлено светониндуцированным изменением диэлектрической проницаемости среды и присутствует также в приближении плоских волн ($f_{\pm}^2(z) \rightarrow 1$, $R^2(0) \rightarrow \infty$). Второе прибавляется за счет самофокусировки и дает вклад в изменение поляризации при $f_{+}^2(z) \neq f_{-}^2(z)$. Вклад функций $\beta_{\pm}(z)$ в изменение поляризации также обусловлен самофокусировкой и отсутствует в приближении плоских волн.

Численные расчеты показывают, что закономерности изменения поляризации при резонансной самофокусировке в корне отличаются от соответствующих закономерностей при плоских волнах. Это особенно отчетливо проявляется для рассматриваемого режима адиабатического следования, когда светоиндуцированное двулучепреломление в приближении плоских волн приводит к простому равномерному повороту эллипса поляризации без его деформации. Развитие самофокусировки приводит во первых к тому, что поворот поляризации даже на оси пучка становится неравномерным (график α на рис. 3 отличается от синусоидальной кривой), причем теряется и периодичность относительно пространственного периода $f^2(z)$. Эллипс поляризации также деформируется, но изменение эксцентриситета носит периодический характер. С удалением от оси пучка темп поворота главных осей эллипса поляризации монотонно и достаточно быстро увеличивается. Для сопоставления на рис. 3б приведен график угла поворота θ для средней части ($\rho = R(0)/\sqrt{2}$) пучка. Эксцентриситет же эллипса поляризации оказывается не зависящим от поперечной координаты (пунктирная кривая на рис. 3, построенная для $\rho=0$, сохраняется при любых ρ).

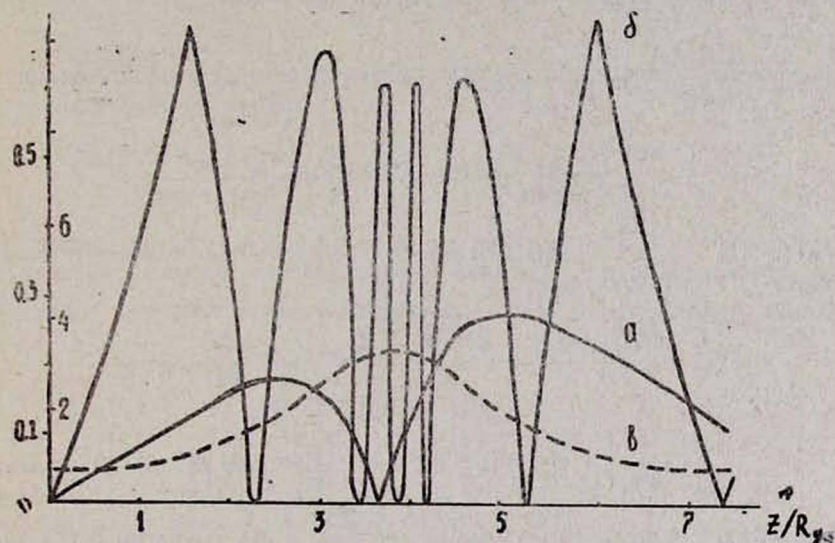


Рис. 3. Угол поворота θ (а, б) и отношение главных осей эллипса поляризации b_2/b_1 (в) как функция от координаты распространения. Интервал изменения z , как и на рис. 2, включает один полный пространственный период изменения $f^2(z)$.

При малых нелинейностях ($\frac{\xi_0}{f^2(z)} \ll 1$) в (8)–(10) можно ограничиться первыми нелинейными членами. Тогда отношение второго слагаемого в выражении (9) (обусловленного только самофокусировкой) к первому (представляющему двулучепреломление) с точностью коэффициента порядка единицы определяется параметром

$$Q = \frac{R(0)}{R_g} \cdot \frac{z}{R_g} (p\xi_0)^{-1/2}. \quad (11)$$

В обычных лабораторных условиях $R(0)/R_g \ll 1$, $z/R_g \ll 1$, $p \dot{\xi}_0 \sim 1$ и поэтому $Q \ll 1$ с очень большим запасом. Следовательно, для приаксиальной части пучка непосредственное влияние самофокусировки на изменение поляризации мало и самофокусировка влияет на характер изменения поляризации в основном через механизм двулучепреломления. При удалении от центра пучка непосредственное влияние самофокусировки, обусловленное разными значениями $\beta_+(z)$ и $\beta_-(z)$, на угол поворота главных осей эллипса поляризации усиливается. Именно этим влиянием обусловлены различия между графиками а и б на рис. 3.

Рассмотрим теперь оптический переход $j_1 = 1/2 - j_2 = 3/2$. В этом случае, в отличие от предыдущего, круговые компоненты поля распространяются взаимно зависимо друг от друга и нелинейные добавки к диэлектрической проницаемости среды имеют вид [20]

$$\epsilon_{\text{на}}^{(\pm)}(\omega) = \frac{\pi N |d_1|^2}{6h\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{3}{\sqrt{1 + 3\xi_1^{(\pm)} + \xi_1^{(\mp)}}} + \frac{1}{\sqrt{1 + \xi_1^{(\pm)} + 3\xi_1^{(\mp)}}} - 4 \right), \quad (12)$$

где d_1 — приведенный матричный элемент перехода $1/2 - 3/2$, $\xi_1^{(\pm)} = d_1 |E^{(\pm)}|^2 / 6h^2\epsilon^2$. Аналогично (6) можно получить

$$\Pi_1^{(\pm)} \frac{d^2 R_{\pm}^2(z)}{dz^2} = \frac{1}{k^2} \int \left\{ 2 |\nabla_{\perp} E^{(\pm)}|^2 - k^2 \epsilon_{\text{на}}^{(\pm)}(\omega) \rho \frac{\partial |E^{(\pm)}|^2}{\partial \rho} - \right. \\ \left. - 2k^2 \epsilon_{\text{на}}^{(\pm)}(\omega) |E^{(\pm)}|^2 \right\} d^2 \rho. \quad (13)$$

Дифференцируя (13) еще раз по z и используя определения (4) и функции $G^{(\pm)}(\omega)$, получим

$$\Pi_1^{(\pm)} \frac{d^3 R_{\pm}^2(z)}{dz^3} = \frac{2\pi N h \epsilon}{\epsilon_0} \left\{ \int \epsilon_{\text{на}}^{(\pm)}(\omega) \frac{\partial \xi_1^{(\pm)}}{\partial z} d^2 \rho - \right. \\ \left. - \frac{d}{dz} \left[\int \epsilon_{\text{на}}^{(\pm)}(\omega) \left(\xi_1^{(\pm)} + \rho^2 \frac{\partial \xi_1^{(\pm)}}{\partial \rho^2} \right) d^2 \rho \right] \right\}. \quad (14)$$

К сожалению, интегралы с правой стороны (14) с учетом (12) не вычисляются даже при гауссовском распределении, поэтому ограничимся первыми исчезающими нелинейными членами (керровская нелинейность). Тогда (14) можно переписать в виде

$$\frac{d^3 f_{\pm}^2(z)}{dz^3} = \frac{2\pi N |d_1|^2}{h\epsilon_0\epsilon R^2(0)} \xi_{01}^{(\mp)} \left\{ \frac{f_{\mp}^2}{(f_{\pm}^2 + f_{\mp}^2)^3} \frac{df_{\pm}^2}{dz} - \frac{f_{\pm}^2}{(f_{\pm}^2 + f_{\mp}^2)^3} \frac{df_{\mp}^2}{dz} \right\}, \quad (15)$$

где $\xi_{01}^{(\pm)} = \xi_1^{(\pm)}(z=0, \rho=0)$. Граничные условия для $f_{(\pm)}^2(z)$ и их первых производных аналогичны (7), а для второй производной имеют вид (см. (13) при $z=0$)

$$\left(\frac{d^2 f_{\pm}^2(z)}{dz^2} \right)_{z=0} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R_g^2} + \frac{4}{r^2} \right) + \frac{\pi N |d_1|^2}{12h\epsilon_0\epsilon R^2(0)} (5\xi_{01}^{(\pm)} + 3\xi_{01}^{(\mp)}). \quad (16)$$

Выражения в фигурных скобках с правой стороны (15) антисимметричны относительно перестановки индексов поляризаций волны $(+) \leftrightarrow (-)$. Поэтому умножая уравнение для $f_+^2(z)$ на $\xi_{01}^{(-)}$, а уравнение для $f_-^2(z)$ на $\xi_{01}^{(+)}$ и суммируя их, получим

$$\xi_{01}^{(+)} \frac{d^2 f_+^2(z)}{dz^2} + \xi_{01}^{(-)} \frac{d^2 f_-^2(z)}{dz^2} = 0,$$

решение которого с учетом граничных условий (7), (16) имеет вид

$$\frac{\xi_{01}^{(+)}}{\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)}} f_+^2(z) + \frac{\xi_{01}^{(-)}}{\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)}} f_-^2(z) = 1 - \frac{z^2}{z_\phi^2}.$$

Расстояние z_ϕ , на котором фокусируются (совместно) обе поляризации, есть

$$z_\phi = \left\{ \frac{\pi N |d_1|^2}{24h|\varepsilon| \varepsilon_0 R^2(0)} \frac{5\xi_{01}^{(+)^2} + 6\xi_{01}^{(+)} \xi_{01}^{(-)} + 5\xi_{01}^{(-)^2}}{\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)}} - \frac{1}{4R_g^2} \right\}^{-\frac{1}{2}}.$$

Из положительной определенности выражения в фигурных скобках следует порог самофокусировки:

$$\left(\frac{5\xi_{01}^{(+)^2} + 6\xi_{01}^{(+)} \xi_{01}^{(-)} + 5\xi_{01}^{(-)^2}}{\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)}} \right)_{\text{порог}} = \frac{6h\varepsilon_0 |\varepsilon| R^2(0)}{\pi N |d_1|^2 R_g^2}.$$

При постоянной полной интенсивности волны $(\xi_{01}^{(+)} + \xi_{01}^{(-)} = \text{const})$ порог максимален при линейной, и минимален при круговой поляризациях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аскаръян Г. А. ЖЭТФ, 42, 1567 (1962).
2. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. УФН, 93, 19 (1967).
3. Луговой В. Н., Прохоров А. М. УФН, 111, 203 (1973).
4. Marburger J. H. Progr. Quant. Electr., 4, 35 (1975).
5. Демтредер В. Лазерная спектроскопия. М.: Наука, 1985. § 10.2.
6. Адонц Г. Г., Чалтыкян В. О., Шахназарян Н. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 28 (1973).
7. Хачатрян А. М., Шахназарян Н. В. ЖЭТФ, 67, 54 (1974).
8. Голубков А. А., Макаров В. А. Изв. вузов. Радиофизика. 31. 1042 (1988).
9. Смирнов Г. И. Опт. и спектр. 64. 842 (1988).
10. Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И. Изв. вузов. Радиофизика. 14. 1353 (1971).
11. Арутюнян В. М., Канесян Е. Г., Чалтыкян В. О. ЖЭТФ. 59, 195 (1970).
12. Grischkowsky D. Phys. Rev. Lett., 24, 866 (1970).
13. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука. 1979, с. 296.
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1982, с. 517.

15. Plekara A. APPL. Phys Lett., 13, 225 (1963).
16. Гора В. Д., Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. КЭ. 7. 720 (1980).
17. Мурадян А. Ж. КЭ, 13, 1935 (1986).
18. Мурадян А. Ж. ЖЭТФ. 92, 1978 (1987).
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука. 1967. § 48.
20. Арутюнян В. М., Канесян Е. Г., Чалтыкян В. О. Препринт ИФИ—71—02. Ереван. 1971, с. 30.

ՄԻՋԻՆՇԱՌԱՎԻՂԸ, ԱՐԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԸ ԵՎ ԲԵՎԵՌՍՅՈՒՄԸ ԼՈՒՅՍԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԻՆՔՆԱՅՈՂՈՒՄԱՑՄԱՆ ԳԵՊՔՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Էլեկտրիկ բևեռացված լույսի ուղղանոցային ինքնաֆոկուսացումը քննարկված է ադիաբատիկ փոխադրեցության պայմաններում, $1/2-1/2$ (միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիության n_2 զծայնության ճշգրիտ հաշվառումով) և $1/2-3/2$ (Կերրի մոտավորությամբ) օպտիկական անցումների համար: Առաջին դեպքում ստացված են լուսային փնջի միջին քառակուսային շառավղի, ալիքային ճախարի կորություն և բևեռացման փոփոխության օրինաչափությունները: Երկրորդ դեպքի համար ստացված են բացահայտ արտահայտություններ ինքնաֆոկուսացված շեմի և կրկարության համար:

THE MEAN RADIUS, WAVEFRONT AND POLARIZATION UNDER RESONANT SELF-FOCUSING

A. ZH. MURADYAN

Resonance self-focusing of polarized radiation at optical transitions $1/2-1/2$ (allowing for the saturation of nonlinearity) and $1/2-3/2$ (in Kerr approximation) has been investigated. The root-mean-square radius, the wavefront curvature and polarization of intense beam of light (for the first case) as well as the length and threshold of self-focusing (for the second case) are calculated. It is obtained that in the regime of quasi-waveguide propagation, the rate of rotation of principal axes of the polarization ellipse at the removal of beam from the axis lose the periodicity, and the eccentricity of the ellipse periodically changes.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 22—29 (1992)

УДК 621.373.826.038.825.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОННО-НАКАЧИВАЕМОГО ВКР-ЛАЗЕРА ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ДИСКРЕТНОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ В ОБЛАСТИ 1,140—1,153 мкм

Г. Г. ГРИГОРЯН, С. Б. СОГОМОНЯН

Институт физических исследований Арменики
(Поступила в редакцию 15 апреля 1991 г.)

Исследованы временные и энергетические характеристики синхронно-накачиваемого ВКР-лазера на кристалле $LiIO_3$ с дискретной перестройкой длины волны излучения. Изменением геометрии рассеяния по-

15. Plekara A. APPL. Phys Lett., 13, 225 (1963).
16. Гора В. Д., Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. КЭ. 7. 720 (1980).
17. Мурадян А. Ж. КЭ, 13, 1935 (1986).
18. Мурадян А. Ж. ЖЭТФ. 92, 1978 (1987).
19. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука. 1967. § 48.
20. Арутюнян В. М., Канесян Е. Г., Чалтыкян В. О. Препринт ИФИ—71—02. Ереван. 1971, с. 30.

ՄԻՋԻՆՇԱՌԱՎԻՂԸ, ԱՐԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԸ ԵՎ ԲԵՎԵՌՍՅՈՒՄԸ ԼՈՒՅՍԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԻՆՔՆԱՅՈՂՈՒՄԱՑՄԱՆ ԳԵՊՔՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Էլեկտրիկ բևեռացված լույսի ուղղանոսային ինքնաֆոկուսացումը քննարկված է ադիաբատիկ փոխադրեցության պայմաններում, $1/2-1/2$ (միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիության n_2 զծայնության ճշգրիտ հաշվառումով) և $1/2-3/2$ (Կերրի մոտավորությամբ) օպտիկական անցումների համար: Առաջին դեպքում ստացված են լուսային փնջի միջին քառակուսային շառավղի, ալիքային ճախարի կորություն և բևեռացման փոփոխության օրինաչափությունները: Երկրորդ դեպքի համար ստացված են բացահայտ արտահայտություններ ինքնաֆոկուսացված շեմի և կրկարության համար:

THE MEAN RADIUS, WAVEFRONT AND POLARIZATION UNDER RESONANT SELF-FOCUSING

A. ZH. MURADYAN

Resonance self-focusing of polarized radiation at optical transitions $1/2-1/2$ (allowing for the saturation of nonlinearity) and $1/2-3/2$ (in Kerr approximation) has been investigated. The root-mean-square radius, the wavefront curvature and polarization of intense beam of light (for the first case) as well as the length and threshold of self-focusing (for the second case) are calculated. It is obtained that in the regime of quasi-waveguide propagation, the rate of rotation of principal axes of the polarization ellipse at the removal of beam from the axis lose the periodicity, and the eccentricity of the ellipse periodically changes.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 22—29 (1992)

УДК 621.373.826.038.825.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОННО-НАКАЧИВАЕМОГО ВКР-ЛАЗЕРА ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ДИСКРЕТНОЙ ПЕРЕСТРОЙКОЙ В ОБЛАСТИ 1,140—1,153 мкм

Г. Г. ГРИГОРЯН, С. Б. СОГОМОНЯН

Институт физических исследований Арменики
(Поступила в редакцию 15 апреля 1991 г.)

Исследованы временные и энергетические характеристики синхронно-накачиваемого ВКР-лазера на кристалле $LiIO_3$ с дискретной перестройкой длины волны излучения. Изменением геометрии рассеяния по-

пикс 795 см^{-1} симметрии $A(z)$. Генерация осуществлялась на длине волны первой стоксовой компоненты ($\lambda_c = 1,144 \text{ мкм}$) с частотным сдвигом 746 см^{-1} . Поворотом кристалла Y-среза вокруг направления распространения излучения накачки (оси резонатора ВКР-лазера) реализовывалась геометрия рассеяния у (z, z) у, а генерация осуществлялась на волны первой стоксовой компоненты ($\lambda_c = 1,144 \text{ мкм}$) с частотным сдвигом 715 см^{-1} . В геометрии рассеяния $z(x, x)z$ ВКР развивалось на фоновых 815 см^{-1} , а длина волны генерации составляла $1,153 \text{ мкм}$. Спектральные характеристики стоксового излучения контролировались дифракционным спектрографом ДФС-8. Ввиду простоты регистрировался спектр второй гармоники стоксового излучения, для чего оно пропусклось через широкополосный удвоитель со спектральной шириной синхронизма $\sim 120 \text{ см}^{-1}$. Возбуждающее и стоксово излучения, разнесенные призмой из стекла ТФ-5, детектировались коаксиальными фотоэлементами ФК-26 и осциллографом С7-19. Контроль длительности стоксовых и возбуждающих импульсов осуществлялся «одновыстрельными» автокорреляционными измерителями длительности (3, 4) на основе метода пучка второй гармоники (ПВГ) [4, 5] с временным разрешением $0,2 \text{ пс}$. Режим синхронной накачки требует точного согласования оптических длин резонаторов лазера накачки и ВКР-лазера. Для этой цели использовался вспомогательный «одновыстрельный» коррелятор на основе метода ПВГ. Измерение расстройки резонаторов с помощью этого коррелятора основано на явлении интерференционного перераспределения энергии в сечении пучка второй гармоники (ВГ) при его распространении [6, 7]. Согласно этим работам, пространственная когерентность излучения ВГ, генерируемой при неколлинеарном взаимодействии двух пучков конечной апертуры, обладает специфическими свойствами симметрии, состоящими в следующем. Пучок ВГ имеет плоскость симметрии, которая перпендикулярна плоскости, содержащей волновые векторы взаимодействующих волн. Эта плоскость симметрии представляет собой геометрическое место точек пространства, где задержка между двумя импульсами основной частоты равна нулю. При равенстве оптических путей двух импульсов эта плоскость нулевой задержки проходит через геометрический центр пучка ВГ. При наличии разности хода ΔX плоскость симметрии смещается от геометрического центра на величину ΔZ [7].

$$\Delta Z \approx \frac{\Delta X}{2 \cdot n \cdot \sin \varphi / 2}, \quad (1)$$

где φ — угол между волновыми векторами излучения основной частоты в кристалле, n — показатель преломления кристалла для излучения основной частоты. Точки в сечении пучка ВГ, симметричные относительно указанной плоскости, обладают высокой степенью пространственной когерентности независимо от свойств когерентности излучения основной частоты. Вследствие этого в дальней зоне поперечного распределения энергии пучка ВГ наблюдается узкий интерференционный максимум, положение которого соответствует плоскости симметрии и определяется задержкой между импульсами.

Измерение расстройки резонаторов с помощью вспомогательного коррелятора (2) осуществлялось следующим образом. Резонатор ВКР-лазера вводился в одно из плеч коррелятора. На расстоянии 60 см от кристалла регистрировалось поперечное распределение энергии ВГ, генерируемой двумя соседними импульсами дуга накачки, отраженными от выходного зеркала Z_2 ВКР-лазера и делительной пластины коррелятора (n -ым и $n+1$ -ым импульсами соответственно). При равенстве длин резонаторов ВКР-лазера и лазера накачки разность хода между соседними импульсами дуга равна нулю и интерференционный максимум в распределении ВГ проходит через его геометрический центр. Расстройка длин резонаторов на величину ΔL приводит к разности хода $\Delta X = 2\Delta L$ между соседними импульсами, вследствие чего интерференционный максимум смещается от геометрического центра на величину $\Delta Z \approx \frac{\Delta L}{n \cdot \sin \varphi/2}$

согласно формуле (1). Таким образом, по смещению интерференционного максимума в кросскорреляционной картине двух соседних импульсов дуга накачки можно определить расстройку длин резонаторов за одну лазерную вспышку. Для нашего случая ($\lambda = 1,054$ мкм) $\Delta L \approx 0,6 \Delta Z$. Достигнута точность определения расстройки ≈ 180 мкм, что обусловлено погрешностью измерения смещения интерференционного максимума. Для сравнения отметим, что выравнивание резонаторов по максимуму кросс-корреляционной функций за серию вспышек [3] обеспечивала точность порядка 300 мкм.

Для определения временной задержки между стоксовыми и возбуждающими импульсами нами разработана методика на основе интерференционного перераспределения энергии в пучке суммарной частоты. С этой целью было исследовано поперечное распределение энергии в пучках суммарной частоты (СЧ) $\omega_s = \omega_H + \omega_c$, генерируемых при неколлинеарном взаимодействии возбуждающего (ω_H) и стоксова (ω_c) излучений. Оказалось, что интерференционный максимум отчетливо наблюдается и в этом случае и его положение определяется задержкой между импульсами. Геометрия взаимодействия для неколлинеарной генерации СЧ показана на рисунке 2. На вход коррелятора (4) поступают возбуждающее и стоксово излучения, распространяющиеся в одном направлении. Как видно из векторной диаграммы рис. 2 при неколлинеарном взаимодействии двух реплик этих излучений в нелинейном кристалле генерируются два пучка СЧ K_s^I и K_s^{II} . Аналогично описанному выше случаю ВГ, при нулевой задержке между стоксовым и возбуждающим импульсами плоскости нулевой задержки проходят через геометрические центры пучков СЧ (рис. 3а) в точно настроенном корреляторе, в разбалансированном корреляторе плоскости нулевой задержки в обоих пучках смещаются в одну сторону от центра (рис. 3б) (возбуждающий и стоксовый импульсы проходят в I плече больший оптический путь). При наличии задержки между стоксовым и возбуждающим излучениями, плоскости нулевой задержки в двух пучках СЧ смещаются в противоположные стороны от центра (рис. 3в, г). Причем направле-

ние смещения (вовнутрь или наружу) определяет знак задержки. При симметричном падении взаимодействующих волн на кристалл и малом различии частот, углы их преломления можно считать одинаковыми

$\Psi_H \simeq \Psi_c = \Psi$ (для $\lambda_H = 1,054$ мкм и $\lambda_c = 1,14$ мкм, $\Psi_H = 19^\circ 53'$, $\Psi_c = 19^\circ 55'$). Кроме того, можно пренебречь различием групповых скоростей $U_H \simeq U_c = \bar{U}$ ($U_c/\bar{U}_H \sim 1,0027$). При этих упрощающих предположениях зависимость между величиной смещения Z_Σ интерференционного максимума и временной задержкой τ между импульсами приближенно выражается формулой $\tau \simeq \frac{2 \cdot \sin \Psi}{U} \cdot Z_\Sigma$.

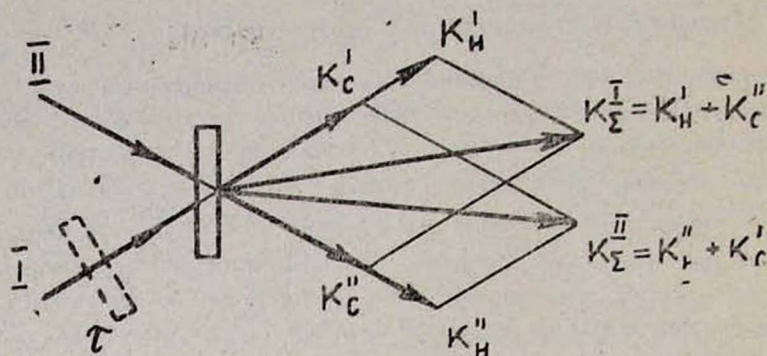


Рис. 2. Схема генерации двух пучков СЧ.

Оценка показывает, что при толщине нелинейного кристалла в 2 мм погрешность в определении задержки между импульсами, обусловленная допущенными приближениями, не превышает 0,1 пс. Для калибровки временной развертки (Z_Σ) в одно из плеч коррелятора вводилась 2 мм пластинка из стекла К-8 (разбалансированный коррелятор). Ожидаемое по формуле смещение равно 0,78 мм, измеренное значение составляло $(0,8 \pm 0,3)$ мм. С помощью этой методики измерялась задержка между импульсами ВКР-лазера и лазера накачки в каждой вспышке. Для этого коррелятор (4) настраивался на генерацию СЧ $\omega_\Sigma = \omega_H + \omega_c$ и регистрировалось поперечное распределение энергии в пучках СЧ на расстоянии $\simeq 20$ см от нелинейного кристалла. На рисунке 4 приведены результаты измерения задержки для случая, когда стоксовый импульс отстает от возбуждающего на $(2 \pm 0,1)$ пс. Как видно из микрофотограмм, интерференционные максимумы в распределениях энергии двух пучков смещены вовнутрь от их геометрических центров. В результате многочисленных экспериментов установлено, что временной разброс между стоксовыми и возбуждающими импульсами не превышает ± 3 пс. Величина и знак задержки носят случайный характер и не зависят от конструкции длин резонаторов.

Настройкой корреляторов (3) и (4) на генерацию ВГ возбуждающего и стоксового излучений соответственно контролировалась длитель-

ность импульсов накачки и генерации ВКР-лазера. Сокращение длительности стоксовых импульсов по сравнению с возбуждающими, отмеченное в [3], наблюдалось для всех исследованных геометрий рассеяния при нулевой расстройке длин резонаторов. Минимальная наблюдаемая нами длительность стоксовых импульсов составляла $(1 \pm 0,2)$ пс

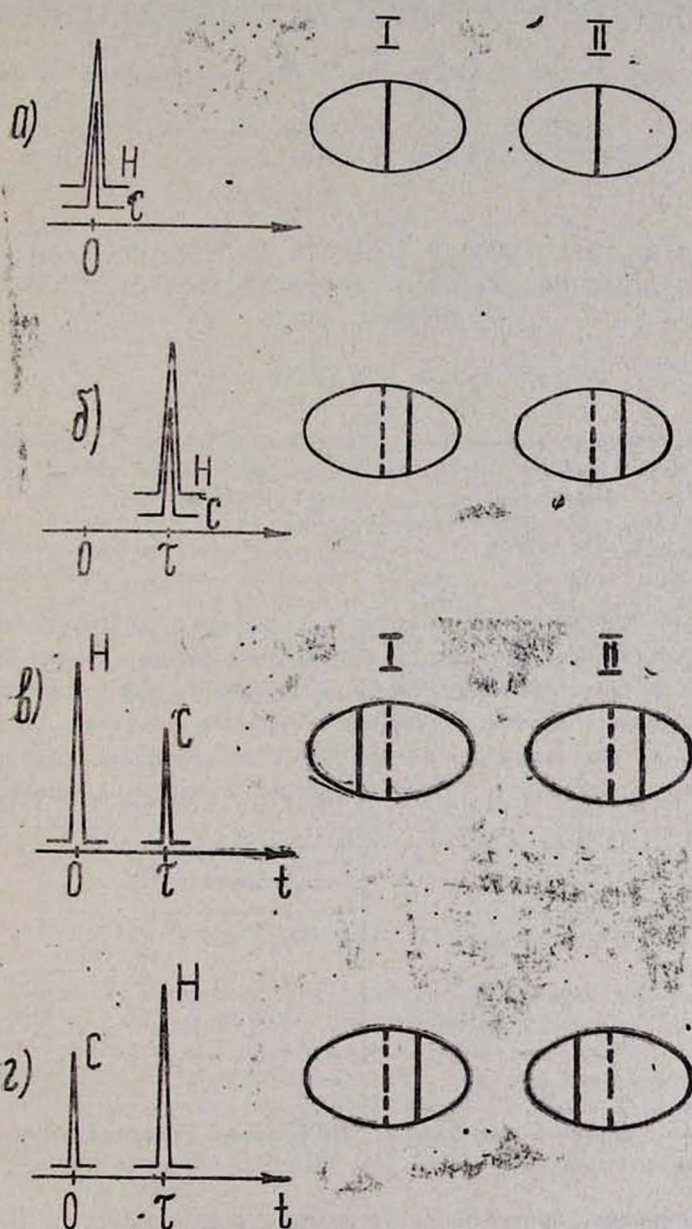


Рис. 3. Положения интерференционных максимумов в сечениях пучков СЧ (пунктир — геометрический центр пучка): а — задержка между импульсами отсутствует, в — отстает стоксовый импульс, г — отстает возбуждающий импульс (а, в, г — точно настроенный коррелятор), б — задержка между импульсами отсутствует, разбалансирован коррелятор.

и соответствовала 8-кратному сокращению возбуждающих импульсов. Осциллографические измерения показали, что излучение ВКР-лазера представляет собой пуг примерно из 25 импульсов, огибающая которого (~ 170 нс) несколько короче огибающей пуга накачки (~ 200 нс). Форма огибающей пуга выходного излучения практически не зависела от расстройки резонаторов вплоть до срыва генерации и повторяла форму огибающей пуга накачки. Энергия излучения накачки поддерживалась

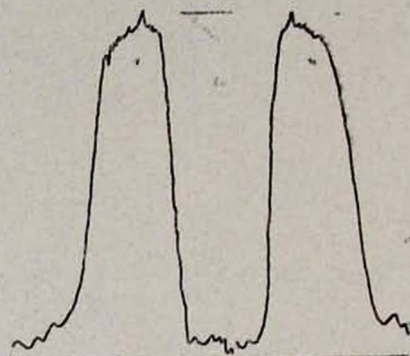


Рис. 4. Микрофотограммы поперечных распределений интенсивности в пучках СЧ. Смещение максимумов относительно центров на 0,48 мм соответствует задержке между импульсами 2 пс.

вблизи порога генерации ВКР-лазера и составляла примерно 1 мДж для геометрии рассеяния $y(x, x)y$, а при геометриях рассеяния $y(z, z)y$ и $z(x, x)z$ составляла примерно 2 мДж. Измерение эффективности преобразования энергии накачки в энергию стоксового излучения при указанных геометриях рассеяния производилось при настройке резонатора на минимальную длительность. Были получены следующие значения.

длина волны	эффективность
1,14	8%
1,144	12%
1,153	10%

Спектральная ширина излучения ВКР-лазера составляла $\sim \text{см}^{-1}$ для всех длин волн генерации.

Таким образом, проведенные исследования показали, что ВКР-лазер может служить эффективной приставкой к твердотельным лазерам, позволяющей укорачивать импульсы выходного излучения и дискретно изменять длину волны. Отметим также, что использование ВКР на наклонных поляритонах позволяет осуществить и плавную перестройку частоты [8].

1. Colles M. J. Appl. Phys. Letts., 19, 23 (1971).
2. Нехаенко В. А., Першин С. М., Подшивалов А. А. Квантовая электроника, 13, 453 (1986).
3. Григорян Г. Г., Согомонян С. Б. Квантовая электроника, 16, 2180 (1989).
4. Janszky J., Corradi G., Gyuzalian R. N., Opt. Commun., 23, 293 (1977).
5. Gyuzalian R. N., Sogomonian S. B., Horvath Z. G. Opt. Commun., 29, 239 (1979).
6. Arakelian S. A., Gyuzalian R. N., Sogomonian S. B. Opt. Commun., 44, 67 (1982).
7. Согомонян С. Б. Кандидатская диссертация, Аштарак, 1982.
8. Гюзальян Р. Н. и др. Препринт ИФИ—76—27, Ереван, 1976.

1,140—1,135 ՄԿՄ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԳԻՍԿՐԵՏ ՎԵՐԱԼԱՐՎՈՂ,
ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐ ԱՐՁԱԿՈՂ, ՄԻՆԵՐՈՆ—ՄՂՎՈՂ
ՍԿՑ-ԼԱՋԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Գ. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ Ս. Բ. ՍՈԳՈՄՈՆՅԱՆ

Հետազոտված են LiIO_3 բյուրեղի հիման վրա ստեղծված ալիքի երկարության դիսկրետ-վերալարումով սինխրոն-մղվող ՍԿՑ-լազերի (Ստիպուղական կոմբինացիոն ցրում) ժամանակային և էներգետիկ բնութագրերը:

Ցրման երկրաչափության փոփոխությամբ ստացված է գեներացիա 1,140, 1,144, 1,153 մկմ երկարությամբ ալիքների վրա: Իրազործվել է մղող և ՍԿՑ-լազերի ռեզոնատորների երկարությունների համաձայնեցման «միակրակոց» մեթոդը, որը ապահովում է 10^{-4} -ից ոչ վատ հարաբերական ճշտություն: Մշակվել և իրազործվել է մեթոդ, որը թույլ է տալիս չափել մղող և ստորջան խմպուկների միջև ուշացումը 1 պվրի-ից ոչ վատ ճշտությամբ լազերի լուսաբան-չուր լուսարձակման դեպքում: Հայտնաբերված է, որ ստորջան և մղող խմպուկների միջև ժամանակային ցրվածությունը չի գերազանցում ± 3 պվրի:

STUDY OF SYNCHRONOUSLY PUMPED DISCRETELY
TUNABLE SRS LASER EMITTING PICOSECOND PULSES
OF LIGHT AT 1.140+1.153 μm

G. G. GRIGORYAN, S. B. SOGOMONYAN

Time and energy characteristics of synchronously pumped discretely tunable SRS laser based on LiIO_3 crystal have been investigated. By varying the scattering geometry, laser oscillations at 1.140, 1.144 and 1.153 μm were obtained. A single-shot technique for matching the cavity lengths of SRS laser and the pump laser with relative accuracy better than 10^{-4} was realized. A procedure for measuring the time delay between the pump and Stokes pulses at every laser shot with an accuracy of 1 psec has been developed. The time jitter between the pump and Stokes pulses was found to be less than 3 psec.

УДК 621.373.5

К ВОПРОСУ РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ С УЧАСТИЕМ ФОТОНА

А. Г. АЛЕКСАНИАН, А. Г. АЛЕКСАНИАН, Г. С. НИКОГОСЯНИ

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 11 декабря 1990 г.)

Рассмотрен механизм резонансного туннелирования сквозь квантовую яму, окруженную барьерными слоями в полупроводниковом ГП. Вычисляется коэффициент прозрачности ГП при $\hbar\omega < E_{g1}$.

Широкое применение полупроводниковых гетеропереходов (ГП) с квантовыми ямами в создании полупроводниковых лазеров, фотоприемников и т. д. [1] делает актуальным рассмотрение в них различных физических процессов, например, таких, как влияние наличия квантовой ямы на эффективность переноса заряда связанного с фотон-электронным преобразованием. В частности экспериментально установлено [2], что спектральные характеристики фотоотклика ГП pInSb—nCdTe проявляет ряд особенностей, например содержит в себе длинноволновую область ниже края поглощения InSb . При заданных концентрациях лигирующей примеси параметры образующихся барьерных слоев таковы, что появление фотоотклика не представляется возможным объяснить простым туннелированием, поскольку геометрические размеры слоев таковы, что эффект обычного туннелирования на 5—6 порядков меньше наблюдаемого.

В настоящей работе, чтобы объяснить такое поведение спектральной характеристики фотоотклика, рассматривается механизм резонансного туннелирования сквозь квантовую яму, окруженную барьерными слоями. Для этого вычисляется коэффициент прозрачности ГП в зависимости от частоты падающего излучения при $\hbar\omega < E_{g1}$. Обсуждаются условия резонанса прозрачности с участием фотона, а также некоторые факторы, влияющие на инерционность ГП.

Рассмотрение ведется на примере ГП типа узкозонный p полупроводник—широкозонный полупроводник n (см. рисунок).

Ход краев зон $E_{c1}(x)$ и $E_{c2}(x)$ в областях объемного заряда d_1 , d_2 , полученных интегрированием уравнений Пуассона при определенных граничных условиях, даются выражениями:

$$E_{c1}(x) = -e\varphi_1(x) = -eu_1 - \frac{2\pi e^2 n_1}{\epsilon_1} (x + d_1)^2, \quad -d_1 < x < 0, \quad (1)$$

* $\hbar$ —постоянная Планка с чертой.

$$E_{c2}(x) = -e\varphi_2(x) = -eu_2 + \frac{2\pi e^2 n_2}{\varepsilon_2} (x - d_2)^2, \quad 0 < x < d_2, \quad (2)$$

где

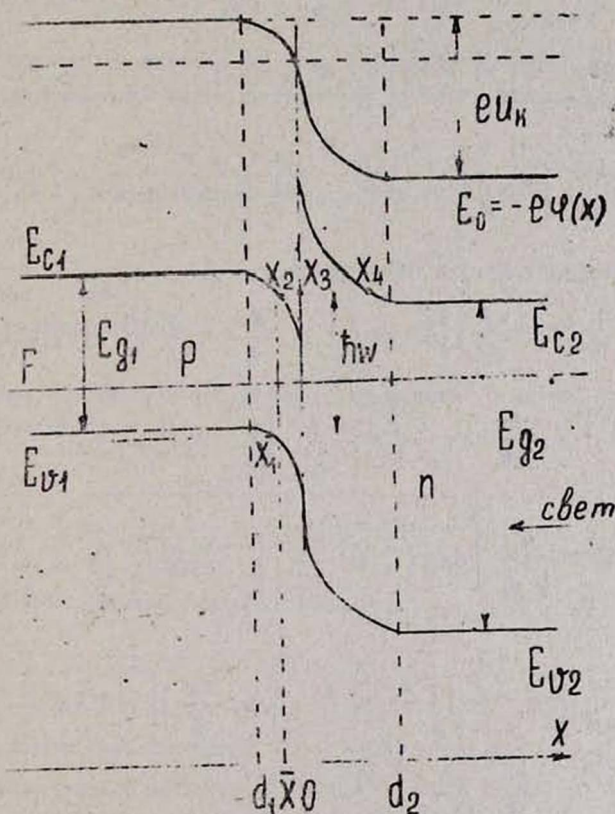
$$d_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 n_2 u_k}{2\pi e n_1 (n_2 \varepsilon_2 + n_1 \varepsilon_1)}}, \quad d_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 n_1 u_k}{2\pi e n_2 (n_2 \varepsilon_2 + n_1 \varepsilon_1)}}$$

u_k — контактная разность потенциалов, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — диэлектрические проницаемости полупроводников, u_1, u_2 — значения потенциала $\varphi(x)$ при $x = d_1, x = d_2$. Здесь предполагается, что в полупроводниках имеются полностью ионизованные доноры и акцепторы, а для плотности объемного заряда в обедненных приконтактных слоях можно написать

$$\rho_1 = -en_1, \quad -d_1 < x < 0,$$

$$\rho_2 = en_2, \quad 0 < x < d_2,$$

$n_1 = N_{a1} - N_{d1}, \quad n_2 = N_{d2} - N_{a2}$, где $N_{d1,2}, N_{a1,2}$ — концентрации доноров и акцепторов.



Рассмотрим поглощение излучения в таком ГП с частотой $\omega < \omega_{g1}$ с привлечением следующего механизма переноса заряда с участием фотона. Носители заряда туннелируют из верхнего края валентной зоны E_{v1} от x_1 до точки x в запрещенной зоне и с последующим поглощением фото-

на $\hbar\omega$ туннелируют дальше с определенной вероятностью $W(\omega)$ в точку x_2 , где происходит, при условиях резонанса, захват носителей в метастабильные состояния квантовой ямы $[-d_1, 0]$. По истечении определенной временной задержки, от которой зависит быстроедействие гетероперехода, носители заряда, покинув яму, проникают сквозь барьер приконтактного слоя $[0, d_2]$ и оказываются в зоне проводимости широкозонного полупроводника E_{c2} .

Вычисление коэффициента прозрачности проводится в приближении ВКБ. Последовательное применение формул связи приводит к следующим выражениям волновых функций в областях приконтактного слоя [3]:

$$\Psi_I = \frac{A}{\sqrt{p}} \exp \left[i \left(\int_{x_4}^x \frac{dx}{h} - \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad x_4 < x,$$

$$\Psi_{II} = \frac{A}{\sqrt{p_1}} \left[\frac{1}{2} \exp \left(- \int_{x_3}^{x_4} p_1 \frac{dx}{h} + \int_{x_3}^x p_1 \frac{dx}{h} \right) - i \exp \left(\int_{x_3}^{x_4} p_1 \frac{dx}{h} - \int_{x_3}^x p_1 \frac{dx}{h} \right) \right], \quad x_3 < x < x_4,$$

$$\begin{aligned} \Psi_{III} = \frac{A}{\sqrt{p_w}} & \left\{ \cos \left(\int_{x_2}^x p_w \frac{dx}{h} - \frac{\pi}{4} \right) \cdot \left[-2i\theta \cos \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2\theta} \sin \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) \right] + \sin \left(\int_{x_2}^x p_w \frac{dx}{h} - \frac{\pi}{4} \right) \left[2i\theta \sin \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2\theta} \cos \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) \right] \right\}, \quad x_2 < x < x_3, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Psi_{IV}^{(1)} = \frac{A}{\sqrt{p_1}} & \left\{ \exp \left(\int_{\bar{x}}^x p_1 \frac{dx}{h} \right) - i \cos \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{4\theta^2} \sin \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) \right\} - \exp \left(- \int_{\bar{x}}^x p_1 \frac{dx}{h} \right) \left[2i\theta^2 \sin \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} \cos \frac{1}{2} \left(\pi + \frac{J}{h} \right) \right] \Bigg\}, \quad \bar{x} < x < x_2, \end{aligned}$$

$$\Psi_{IV}^{(2)} = \exp \left(- \int_{x_1}^x p_2 \frac{dx}{h} \right), \quad x_1 < x < \bar{x},$$

$$\Psi_V = \cos \left(\int_x^{x_1} p_3 \frac{dx}{h} - \frac{\pi}{4} \right), \quad x < x_1,$$

где

$$p = \sqrt{2m(E + e\varphi(x))}, \quad p_1 = \sqrt{2m(-e\varphi(x) - E)},$$

$$p_2 = \sqrt{2m(-e\varphi(x) - E + h\omega)}, \quad p_3 = \sqrt{2m(E - h\omega + e\varphi(x))},$$

$$\int_{x_2}^{x_3} p_w dx = \frac{J}{2}, \quad \exp \left(\int_{x_3}^{x_1} p_1 \frac{dx}{h} \right) = \theta,$$

$p = p_w$ — абсолютная величина импульса внутри ямы, J — переменная действия. A — постоянная, определяемая из условия равенства вероятности оптического перехода $x_1 \rightarrow x_2$ квадрату амплитуды волны в точке перехода x_2 :

$$W(\omega) = \frac{A^2}{|p_1|} \left(\cos^2 \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) + \frac{1}{16\theta^4} \sin^2 \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) \right),$$

а $W(\omega)$, вычисленная, в частности, для областей изгиба энергетических зон $[-d_1 0]$, выражается через параметры p, n — полупроводников ([4])

$$W(\omega) \sim \exp \left\{ -\frac{1}{3} \left(\frac{m_1^* \varepsilon_1 [n_2 \varepsilon_2 + n_1 \varepsilon_1]}{2\pi e^3 n_1 h^2 \varepsilon_2 n_2 u_k} \right)^{1/2} [E_g - h\omega]^{3/2} \right\},$$

где $m_1^* = \left(\frac{1}{2m_{v1}^*} + \frac{1}{2m_{c1}^*} \right)^{-1}$ — приведенная эффективная масса электрона в узкозонном полупроводнике.

Коэффициент прозрачности равен отношению интенсивностей прошедшей и падающей волн.

$$T = \frac{A^2}{|p|} = \frac{W(\omega)}{1 + \left(\frac{1}{16\theta^4} - 1 \right) \sin^2 \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right)}.$$

Видно, что при определенных условиях

$$\pi - \frac{J}{h} = -2\pi N, \quad N = 0, 1, 2, \dots \quad (*)$$

существует резонанс прозрачности ($T = W(\omega)$) систем барьеров и ямы при переходе $E_{v1} \rightarrow E_{c2}$, обуславливающий отклик ГП на излучение с $h\omega < E_{g1}$ (*) совпадает с условием связанного состояния в квантовой яме.

Описанные процессы позволяют качественно анализировать влияние некоторых факторов на характеристики полупроводниковых ГП. Для выяснения поведения столь важной характеристики, как инерцион-

ность приемника, необходима оценка среднего времени прохождения частицы через барьеры. Согласно [3], образуя волновые пакеты из падающих и прошедших частиц, для времени прохождения имеем

$$\Delta t = \frac{A}{B}$$

$$\begin{aligned} \text{где } A = & -\frac{4h}{\theta} \left(\theta^2 - \frac{1}{16\theta^2} \right) \left[\operatorname{tg} \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) \right] \frac{\partial \theta}{\partial E} + \\ & + \left[\sec^2 \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) \right] \left(\theta^2 + \frac{1}{16\theta^2} \right) \frac{\partial J}{\partial E} \\ B = & 1 + 4 \left(\theta^2 + \frac{1}{16\theta^2} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right). \end{aligned}$$

Отсюда видно, что время прохождения уменьшается при увеличении θ , если энергия частицы находится далеко от виртуального энергетического уровня, т. е. $\frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) \neq N\pi$.

В противном случае, когда

$$\frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{h} \right) = N\pi,$$

для Δt имеем

$$\Delta t \simeq \tau \theta^2, \quad \text{где } \tau = \frac{\partial J}{\partial E} \text{ — классический период движения части-$$

цы в яме,

$$\begin{aligned} \theta = \exp & \left\{ \frac{2^{-1/2} m^{1/2}}{h} \left[d_2 \sqrt{ab_2^2 - b} + \frac{b}{\sqrt{a}} \ln \left(\frac{\sqrt{ab_2^2 - b} - d_2 \sqrt{a}}{\sqrt{b}} \right) \right] \right\}, \\ J = 2^{1/2} \cdot m^{1/2} & \left\{ d_1 \sqrt{a_1 d_1^2 + b_1} + \frac{b_1}{\sqrt{a_1}} \ln \left(\frac{\sqrt{a_1 d_1^2 + b_1} + d_1 \sqrt{a_1}}{\sqrt{-b_1}} \right) \right\}, \end{aligned}$$

$$(\text{с учетом (1) (2)}). \quad a = \frac{2\pi e^2 n_2}{\epsilon_2}, \quad b = eu_2 + E, \quad a_1 = \frac{2\pi e^2 n_1}{\epsilon_1},$$

$$b_1 = E + eu_1.$$

Из приведенных выражений видно, что варьированием ширины барьера $[0, d_2]$ (например, с помощью электрического поля) можно менять временную задержку частиц в яме $[-d_1, 0]$, соответственно изменяя быстродействие и чувствительность ГП по отношению к падающему свету. Характеристики ГП можно контролировать также подбором материалов и концентрациями примесных атомов в полупроводниках.

1. Голомьяк Н. Н. *м.* ФТП, 19, 1529 (1985).
2. Алексанян А. Г., Казарян Р. К., Матевосян Л. А. 5-ая Всесоюзная конференция по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах 8—11 октября, с. 70, 1990, Калуга.
3. Бом Д. Квантовая теория. М., 1965.
4. Франц В. В кн. Туннельные явления в твердых телах под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста, М., 1973.

**ՖՈՏՈՆԻ ՄԱՍՆԱԿՑՈՒԹՅԱՄԲ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԱՅԻՆ ՏԱՐԱԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՒՄ
ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԹՈՒՆԵԼԱՎՈՐՄԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ**

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՆԻԿՈԳՍՅԱՆ

Դիտարկվում է կիսահաղորդչային տարանցումներում արգելքային շերտերով շրջապատված բնական փոսի միջով բնականային թունելավորման մեխանիզմը, Հաշվվում է տարանցումի բաժանցելիության գործակիցը $h\omega < E_{g1}$ դեպքում:

**ON THE PHOTON ASSISTED RESONANCE TUNNELING
IN SEMICONDUCTOR HETEROJUNCTIONS**

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

The mechanism of resonance tunneling through a quantum well surrounded by barrier layers of the heterojunction is considered. The coefficient of heterojunction transparency is calculated at $h\omega < E_{g1}$.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 35—43 (1992)

УДК 71.50

**СОПРОТИВЛЕНИЕ КОНЕЧНОЙ ОДНОМЕРНОЙ СИСТЕМЫ
В ТОЧНО РЕШАЕМОЙ МОДЕЛИ
СЛУЧАЙНОГО ПОЛЯ**

В. М. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

Յ. Ա. ԿԱՏԱՄԱՆՅԱՆ

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 23 марта 1991 г.)

Рассмотрены свойства одномерной периодической системы конечной длины, на которую наложено дополнительное случайное поле δ -потенциалов с амплитудами, распределенными по закону Лоренца. Показано, что

1. Голомьяк Н. Н. *м.* ФТП, 19, 1529 (1985).
2. Алексанян А. Г., Казарян Р. К., Матевосян Л. А. 5-ая Всесоюзная конференция по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах 8—11 октября, с. 70, 1990, Калуга.
3. Бом Д. Квантовая теория. М., 1965.
4. Франц В. В кн. Туннельные явления в твердых телах под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста, М., 1973.

**ՖՈՏՈՆԻ ՄԱՍՆԱԿՑՈՒԹՅԱՄԲ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԱՅԻՆ ՏԱՐԱԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՒՄ
ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԹՈՒՆԵԼԱՎՈՐՄԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ**

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՆԻԿՈՑՅԱՆ

Դիտարկվում է կիսահաղորդչային տարանցումներում արգելքային շերտերով շրջապատված բնական փոսի միջով բեզոնանսային թունելավորման մեխանիզմը, Հաշվվում է տարանցումի բաժանցելիության գործակիցը $h\omega < E_{g1}$ դեպքում:

**ON THE PHOTON ASSISTED RESONANCE TUNNELING
IN SEMICONDUCTOR HETEROJUNCTIONS**

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

The mechanism of resonance tunneling through a quantum well surrounded by barrier layers of the heterojunction is considered. The coefficient of heterojunction transparency is calculated at $h\omega < E_{g1}$.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 35—43 (1992)

УДК 71.50

**СОПРОТИВЛЕНИЕ КОНЕЧНОЙ ОДНОМЕРНОЙ СИСТЕМЫ
В ТОЧНО РЕШАЕМОЙ МОДЕЛИ
СЛУЧАЙНОГО ПОЛЯ**

В. М. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

З. А. КАСАМАНЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 23 марта 1991 г.)

Рассмотрены свойства одномерной периодической системы конечной длины, на которую наложено дополнительное случайное поле δ -потенциалов с амплитудами, распределенными по закону Лоренца. Показано, что

при увеличении длины образца, в этой точнорешенной модели, сопротивление увеличивается не по экспоненциальному закону, а по степенному.

1. Введение

Сопротивление одномерной системы со случайным потенциалом, все состояния которой локализованы, с увеличением длины образца L обычно записывается в форме $(h=e^2=1)$ (см. [1])

$$\rho = \exp(2\alpha L) - 1.$$

Здесь α —обратный радиус локализации состояний, который зависит от формы потенциала внутри одномерной системы и не зависит от ее длины.

Вычисление зависимости α от энергии E само по себе является трудной задачей, поэтому удастся это осуществить лишь для простых моделей. В случае слабого рассеяния электронов при потенциале типа «белый шум», радиус локализации вычисляется как во внешнем электрическом поле [2], так и при его отсутствии (см., напр., [3]). Радиус локализации в случае сильного рассеяния вычислен в работе [4] с помощью метода «детерминанта» [5, 6]. Этот метод позволяет исследовать одномерные системы и изучить аналитически как слабые, так и сильные рассеяния электронов и проследить, что происходит с электронными состояниями по мере увеличения силы взаимодействия.

В данной работе мы покажем, что существует точно решаемая одномерная модель со случайным потенциалом, когда удастся до конца вычислить ρ и получить явную формулу для $\alpha(E)$. При этом оказывается, что при увеличении длины одномерной системы, в рассматриваемой точно решаемой модели, сопротивление увеличивается не по экспоненциальному закону, а по степенному.

Вычисление сопротивления в рассматриваемой нами модели случайного поля сводится к его вычислению в периодическом случае. Кроме того, сам вопрос о вычислении сопротивления конечной одномерной периодической системы представляет самостоятельный интерес. При этом оказывается, что сопротивление периодической системы (ρ_m) выражается точно через сопротивление одной ее ячейки (ρ_1). Поэтому мы рассмотрим сначала случай периодического поля.

2. Сопротивление конечной периодической системы

Рассмотрим одномерную систему, состоящую из двух полубесконечных сред (области I и III), между которыми находится пленка толщиной $L = x_2 - x_1 = ma$ (a —постоянная решетки, m —целое число). Будем считать, что одномерные функции Грина (ФГ) для каждой подсистемы, когда они рассматриваются неограниченными с двух сторон,

$\hbar$ —постоянная Планка с чертой.

известны. Они удовлетворяют уравнениям ($n=1, 2, 3$) ($2m_0 = \hbar = 1$, m_0 —масса свободного электрона)

$$\left(\frac{\partial^2}{dx^2} - V_n(x) + E \right) G_n(x, x', E) = -\delta(x - x'),$$

где $V_n(x)$ —потенциальная энергия электрона в n -ой подсистеме, а одномерные координаты x, x' меняются в неограниченных пределах.

Амплитуда отражения электрона при падении из области I на область II (x_1 —граница их раздела) при учете области III имеет вид [7] (см. также [8])

$$R_{12} = \frac{r_{12} + \lambda r_{23} (1 - r_{12} - r_{21})}{1 - \lambda r_{23} r_{21}}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} r_{21} &= \frac{G_1(G'_2 + 1) - G_2(G'_1 + 1)}{G_1(G'_2 - 1) - G_2(G'_1 + 1)}, \\ r_{23} &= \frac{G_2(G'_3 + 1) - G_3(G'_2 - 1)}{G_2(G'_3 - 1) - G_3(G'_2 + 1)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $G_{1,2} \equiv G_{1,2}(x_1, x_1)$, штрих означает производную от ФГ при совпадающих одномерных координатах, r_{12} (r_{21})—амплитуда отражения электрона при переходе из области I в II (из II в I) при отсутствии III области, r_{23} —амплитуда отражения электрона от границы раздела области II и III при отсутствии области I. Величина r_{23} получается из r_{12} заменой $1 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 3$ и $x_1 \rightarrow x_2$. Величина λ характеризует набор фазы (или экспоненциальное затухание) при прохождении электрона из точки x_1 к x_2 и наоборот:

$$\lambda = \frac{G_2(x_1, x_2) G_2(x_2, x_1)}{G_2(x_1, x_1) G_2(x_2, x_2)}.$$

Используя соотношение, связывающее $G(x, x')$ с одночастичными ФГ при совпадающих одномерных координатах [9],

$$G(x, x') = [G(x, x) G(x', x')]^{1/2} \exp \left\{ - \int_{\min(x, x')}^{\max(x, x')} \frac{dt}{2G(t, t)} \right\},$$

получим

$$\lambda = \exp \left\{ - \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{G_2(x, x)} \right\}. \quad (3)$$

Предположим, что в I и III подсистемах электрон движется свобод-

но, т. е. $G_1(x, x) = G_3(x, x) = \frac{i}{2\sqrt{E}}$. Предположим также, что энергия падающего на такую систему электрона лежит в разрешенных зонах бесконечной периодической системы (II подсистемы). Тогда имеем $G_2(x, x) \in I_m$, $\lambda = e^{2ikam}$, где k — квазиволновое число электрона. Для r_{ij} с учетом явного вида G_1 и G_3 из (2) получим (всюду $x = x_1$)

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{-2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}{2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}, \quad r_{21} = \frac{2i\sqrt{E} + (G_2' + 1)G_2^{-1}}{2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}, \\ r_{23} &= \frac{-2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}{-2i\sqrt{E} + (G_2' + 1)G_2^{-1}}, \\ 1 - r_{12} - r_{21} &= \frac{-2i\sqrt{E} + (G_2' + 1)G_2^{-1}}{2i\sqrt{E} + (G_2' - 1)G_2^{-1}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (4) видно, что между r_{ij} имеют место следующие соотношения:

$$|r_{12}|^2 = |r_{21}|^2; \quad r_{23} = r_{21}^*; \quad r_{23}(1 - r_{12} - r_{21}) = -r_{12}. \quad (5)$$

С учетом (4) и (5) для R_{12} получаем:

$$R_{12} = \frac{-2ir_{12} \sin kam}{(1 - |r_{21}|^2) [\cos kam - i(1 + |r_{12}|^2)(1 - |r_{12}|^2)^{-1} \sin kam]}.$$

Далее, коэффициенты отражения и прохождения через данную пленку приобретают следующий вид

$$\begin{aligned} R = |R_{12}|^2 &= \frac{4|r_{12}|^2 \sin^2 kam}{(1 - |r_{12}|^2)^2 \left[\cos^2 kam + \left(\frac{1 + |r_{12}|^2}{1 - |r_{12}|^2} \right)^2 \sin^2 kam \right]}, \\ T = 1 - R &= \left\{ \cos^2 kam + \left(\frac{1 + |r_{12}|^2}{1 - |r_{12}|^2} \right)^2 \sin^2 kam \right\}^{-1}. \end{aligned}$$

Согласно Ландауэру [10] сопротивление такой цепочки есть $\rho = RT^{-1}$, тогда

$$\rho_m = \frac{4|r_{12}|^2}{(1 - |r_{12}|^2)^2} \sin^2 kam. \quad (6)$$

Так как выражение (6) справедливо при произвольных целых значениях m , то его можно представить также в виде

$$\rho_m = \rho_1 \frac{\sin^2 kam}{\sin^2 ka}, \quad (7)$$

где ρ_1 — сопротивление одной ячейки. Как видим ρ_m имеет осцилляционный вид в зависимости от положения уровня Ферми и обращается в

нуль $(m-1)$ раз в каждой разрешенной зоне. Из (7) видно также, что сопротивление такой системы не растет с ростом m , а поэтому удельное сопротивление для состояний в разрешенной зоне стремится к нулю при $m \rightarrow \infty$. Сопротивление образца при энергиях, соответствующих запрещенной зоне одномерной периодической системы, получается из (7) заменой $\kappa = i\gamma$, $\gamma > 0$, что приводит к экспоненциальному росту сопротивления при $m \rightarrow \infty$.

3. Сопротивление одномерной системы при лоренцовом распределении случайных потенциалов

Предположим, что на одномерную систему конечной длины наложено дополнительное (наряду с периодическим, рассмотренном выше) случайное поле вида

$$V(x) = \sum_n V_n \delta(x - x_0 - na).$$

Здесь V_n —случайные величины с лоренцовой плотностью распределения вероятности

$$P(V_n) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\gamma_1}{(V_n - V)^2 + \gamma_1^2}, \quad (8)$$

где γ_1 —параметр, определяющий случайный разброс потенциальной энергии, $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, не ограничивая общности можно считать $0 \leq x_0 \leq a/2$.

Как известно [11, 12], в этой модели удается получить точную формулу для усредненной плотности состояний, а также вычислить явно энергетическую зависимость радиуса локализации [12, 13]. Усреднить ρ_m в достаточно большой, но конечной одномерной системе не удастся. Самоусредняющейся здесь является величина $\ln(1+\rho_m)$, которая, как мы покажем, выражается через одночастотную ФГ, среднее по реализациям случайного потенциала которой удается вычислить точно [11, 12].

Как показано в [7] R и T выражается через одночастичные ФГ вне и внутри системы, а через них удается построить и ФГ двухконтактной задачи. Именно одночастичная ФГ двухконтактной задачи позволяет получить формулу для плотности состояний конечной одномерной системы и для соответствующего сопротивления. Действительно, плотность состояний выражается через мнимую часть комплексной величины

$$\Phi = \int_0^L G_{II}(x, x; E) dx,$$

где $G_{II}(x, x; E)$ —ФГ двухконтактной задачи

$$G_{II}(x, x) = \frac{G_2(x, x)}{1 - \lambda r_{21} r_{23}} \left\{ 1 + \lambda r_{21} r_{23} - r_{21} e^{2i[\theta_2(x) - \theta_2(x_1)]} - r_{23} e^{-2i[\theta_2(x) - \theta_2(x_2)]} \right\}. \quad (9)$$

Действительная часть комплексной величины Φ , как увидим ниже, определяет сопротивление одномерного образца длиной L .

В общем случае имеет место равенство [8]

$$\Phi = \int_0^L G_{II}(x, x) dx = -\frac{1}{D(E)} \cdot \frac{\partial}{\partial E} (D(E))_2 = -\frac{\partial}{\partial E} \left[\ln D(E) \right]_2, \quad (10)$$

где индекс «2» означает, что производную по энергии нужно вычислить по величинам, характеризующим подсистему в пределах $0 < x < L$, а

$$D_m(E) = \frac{1}{4} \frac{G_1 G_3 G_2^*(x_1 x_2)}{G_1} \left[\frac{G_1' + 1}{G_1} - \frac{G_2' - 1}{G_2} \right]_{x_1} \left[\frac{G_2' + 1}{G_2} - \frac{G_3' - 1}{G_3} \right]_{x_2} (1 - \lambda_{r_{21} r_{23}}).$$

Перейдем к усреднению (10) по реализациям случайного потенциала, когда потенциал распределен по Лоренцу (8). Аналогичное усреднение для $\Phi\Gamma$ в неограниченной одномерной системе проведено в [11, 12] при вычислении плотности состояний. В этих работах показано, что усредненная $\Phi\Gamma$ имеет вид $\Phi\Gamma$ в идеальной периодической модели Кронига-Пенни с комплексными, но одинаковыми амплитудами δ -потенциалов.

Аналогичная ситуация встречается и у нас. После усреднения G_{II} мы для $\langle G_{II} \rangle$ получаем формулу (9) с заменой G_2 на $\langle G_2 \rangle$. Далее учитывая (9) и (10) можно точно вычислить $\langle \ln D_m \rangle$ [5, 6]:

$$\langle \ln D_m \rangle = \ln \left[\cos kL - i \frac{1 + r_{21}^2}{1 - r_{21}^2} \sin kL \right]. \quad (11)$$

Действительная и мнимая части k в принятой модели даются формулами:

$$\begin{aligned} k_2 a &= \ln(\sqrt{1+z} + \sqrt{z}); \quad k_1 a = \arcsin \sqrt{y}, \\ 2z &= \Delta_1^2 - \sin^2 \beta a + [(\Delta_1^2 - \sin^2 \beta a)^2 + 4\Delta_1^2]^{1/2}, \\ 2y &= \sin^2 \beta a - \Delta_1^2 + [(\Delta_1^2 - \sin^2 \beta a)^2 + 4\Delta_1^2]^{1/2}, \\ \Delta_1 &= \gamma_1 \operatorname{Im} G_2(x_0, x_0) \sin \beta a, \end{aligned} \quad (12)$$

$a \beta \in \operatorname{Re}$ — квазиволновое число в одномерной периодической системе в разрешенной зоне. В запрещенной зоне в формулах (12) следует провести аналитическое продолжение $\beta = i\gamma$, $\gamma > 0$.

Сопротивление выражается через D_m [5, 6]

$$\rho_m = |D_m|^2 - 1; \quad \ln \sqrt{1 + \rho_m} = \operatorname{Re} \int \Phi dE. \quad (13)$$

Исходя из формулы (13), с учетом (11), для ρ_m получим следующее выражение ($L=ma$)

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \left| \frac{\sin kam}{\sin ka} \right|^2 + 1 \right).$$

Подставляя $k = k_1 + ik_2$, имеем

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{\operatorname{sh}^2 k_2 am + \sin^2 k_1 am}{\operatorname{sh}^2 k_2 a + \sin^2 k_1 a} + 1 \right). \quad (14)$$

Учитывая соотношение (12), выражение (14) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \langle \ln(\rho_m + 1) \rangle &= \\ &= \ln \left\{ \rho_1 \frac{[(\sqrt{1+z} + \sqrt{z})^m - (\sqrt{1+z} - \sqrt{z})^m]^2 + 4\sin^2 k_1 am}{4(z+y)} + 1 \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, в рамках принятой модели неупорядоченности для сопротивления в зависимости от L и соответствующего параметра γ_1 получена точная формула. Она справедлива при произвольных значениях L , γ_1 и учитывает интерференционные эффекты от периодической системы, проявляющиеся при малых γ_1 . В пределе $\gamma_1 \rightarrow 0$, т. е. при прохождении электрона через периодическую структуру числом ячеек m , для сопротивления ρ_m получим выражение (7). Как видно из (15) при $z > 0$ и больших m , имеем степенную зависимость сопротивления от $m = La^{-1}$.

Рассмотрим предельные случаи. При $z \gg 1$, имеем $z = \rho_1 \sin^2 \beta a$ и из (15) находим

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left\{ \rho_1^m (2 \sin \beta a)^{2(m-1)} \right\}. \quad (16)$$

Условие $z \gg 1$ означает, что $\kappa_2^{-1} < a$, т. е. радиус локализации меньше постоянной решетки. Этот случай представляет интерес в одномерной сверхрешетке, где a становится постоянной сверхрешетки. Тогда акты прохождения через потенциальные барьеры можно считать независимыми, а в этом случае полученная зависимость (16) очевидна [3]. При $z \ll 1$ из (15) получим

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{zm^2 + \sin^2 k_1 am}{z+y} + 1 \right).$$

При $L \gg a$ из формулы (15) следует

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{(\sqrt{1+z} + \sqrt{z})^{2m}}{4(z+y)} + 1 \right).$$

На самых краях зон легко получить асимптотику ($\sin \beta a \rightarrow 0$): $k_2 a = \sqrt{\Delta_1}$ при $\Delta_1 \ll 1$ и $k_2 a = \ln(2\Delta_1)$ при $\Delta_1 \gg 1$.

Тогда из (15) получим

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{e^{2m\sqrt{\Delta_1}}}{4(z+y)} + 1 \right) \quad \text{при } \Delta_1 \gg 1,$$

$$\langle \ln(\rho_m + 1) \rangle = \ln \left(\rho_1 \frac{(2\Delta_1)^{2m}}{4(z+y)} + 1 \right) \quad \text{при } \Delta_1 \ll 1.$$

Причину возникновения степенной зависимости (17) можно понять, если написать волновую функцию частицы в одномерной периодической системе при наличии одного нарушения δ -образного вида (в области запрещенной зоны одномерной периодической системы)

$$\psi(x) \sim G_2(x_0, x_0) \sim e^{-\gamma m a} (\text{ch } \gamma a - \text{sh } \gamma a)^m.$$

Степенное убывание волновой функции имеет место для широкого класса потенциалов (см., например, [14]), поэтому степенная локализация состояний в неупорядоченной одномерной системе в виде (15), по-видимому, не является исключительным случаем, вытекающим лишь из рассмотренной модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson P. W. et al. Phys. Rev., B22, 3519 (1980).
2. Пригодин В. М. ЖЭТФ, 52, 1185 (1980).
3. Лифшиц И. М., Гредескул С. А., Пастур Л. А. Введение в теорию неупорядоченных систем, Изд. Наука, М., 1982.
4. Гаспарян В. М., Жарекешев И. Х. ФТТ, 32, 128 (1990).
5. Gasparian V. M. et al. Phys. Lett., 132A, 201 (1988).
6. Гаспарян В. М. ФТТ, 31, 162, (1989).
7. Bartos I., Velicky B., Czech. J. Phys., B24, 981 (1974), Касаманян Э. А., Юзбашян Э. С. Учен. записки ЕГУ, № 3, 43 (1977).
8. Garcia-Moliner F. Ann. Phys., 2, 179 (1979).
9. Касаманян Э. А. Изв. вузов, Физика, № 11, 20 (1979).
10. Landauer R. Phys. Lett., 85A, 91 (1981).
11. Бычков Ю. А. ЖЭТФ, 69, 266 (1973).
12. Касаманян Э. А. ЖЭТФ, 71, 281 (1975).
13. Hirota T., Ishii K. Progr. Theor. Phys., 45, 1713 (1975).
14. Бонч-Бруевич В. Л. и др. Электронная теория неупорядоченных полупроводников, Изд. Наука, М., 1981.

ՎԵՐՋԱՎՈՐ ԶԱՓԵՐ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԻԱԶԱՓ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՊԱՏԱՀԱՎԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՐՈՒՄ

Վ. Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ,

Զ. Հ. ԿԱՍԱՄՅԱՆ

Դիտարկված է վերջավոր միաչափ պարբերական համակարգի հատկությունները ցածրագույն պատահական δ -պոտենցիալների առկայությամբ, վերջիններիս լայնությունները բաշխված են բոլոր կողմերի օրենքով, ծույց է արված, որ նմուշի դիմադրությունը երկարությունից կախված ընդհանուր դեպքում փոխվում է ոչ էքսպոնենցիալ օրենքով:

RESISTANCE OF FINITE ONE-DIMENSIONAL SYSTEM IN EXACTLY SOLVABLE RANDOM FIELD MODEL

V. M. GASPARYAN, [Z. H. KASAMANYAN]

The properties of an one-dimensional periodical system of a finite length in the presence of additional random field of δ -potentials, the amplitudes of which are distributed according to the Lorentz law, are discussed. It is shown that in this exactly solvable model in which the length of a sample increases, the resistance grows not exponentially, but rather according to the power law.

Изв. АН Армения, Физика т. 27, вып. 1, 43—50 (1992)

УДК 621.311;525.23

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ДВИЖУЩИХСЯ ПАРОВ ВОДЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ И ОЦЕНКА ЕГО РОЛИ В ПРОЦЕССАХ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Г. Г. БАХШЯН

Институт радиотехники и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 15 октября 1990 г.)

Выявлено, что ускоренно движущийся пар или капли воды преобразуют часть своей механической энергии в электрическую. Теоретическое обоснование предложенного механизма дано на основе некоторых известных физических свойств молекул воды. С помощью ориентационного тока смещения молекул воды, возникающего в режиме ускоренного движения, оценен вклад в процессы развития электроактивности в земной облачной и безоблачной атмосфере. На базе предложенного механизма вновь проанализированы результаты некоторых экспериментальных факторов, полученных в натурных измерениях электризации атмосферы и ее лабораторном моделировании. Рассматривается возможность ее технического применения для получения электроэнергии в промышленном объеме.

Вопрос о роли различных механизмов в процессе образования электризации облака остается открытым по настоящее время [1]. Измеренные электрические потери в облаках, токи в облаках, характеристики возникновения разрядов в облаках по порядку величин отличаются от предполагавшихся [1]. Такое несоответствие привело к тому, что на международной конфигурации по атмосферному электричеству высказывалось предложение «О наложении моратория на исследования процесса элементарной электризации» в связи с несопоставимостью полученных данных с реальными процессами в облаках [1, 2].

На наш взгляд причина столь долгих неудачных исследований кроется в том, что в основе почти всех предложенных механизмов (чи-

RESISTANCE OF FINITE ONE-DIMENSIONAL SYSTEM IN EXACTLY SOLVABLE RANDOM FIELD MODEL

V. M. GASPARYAN, [Z. H. KASAMANYAN]

The properties of an one-dimensional periodical system of a finite length in the presence of additional random field of δ -potentials, the amplitudes of which are distributed according to the Lorentz law, are discussed. It is shown that in this exactly solvable model in which the length of a sample increases, the resistance grows not exponentially, but rather according to the power law.

Изв. АН Армения, Физика т. 27, вып. 1, 43—50 (1992)

УДК 621.311;525.23

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ДВИЖУЩИХСЯ ПАРОВ ВОДЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ И ОЦЕНКА ЕГО РОЛИ В ПРОЦЕССАХ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Г. Г. БАХШЯН

Институт радиотехники и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 15 октября 1990 г.)

Выявлено, что ускоренно движущийся пар или капли воды преобразуют часть своей механической энергии в электрическую. Теоретическое обоснование предложенного механизма дано на основе некоторых известных физических свойств молекул воды. С помощью ориентационного тока смещения молекул воды, возникающего в режиме ускоренного движения, оценен вклад в процессы развития электроактивности в земной облачной и безоблачной атмосфере. На базе предложенного механизма вновь проанализированы результаты некоторых экспериментальных факторов, полученных в натурных измерениях электризации атмосферы и ее лабораторном моделировании. Рассматривается возможность ее технического применения для получения электроэнергии в промышленном объеме.

Вопрос о роли различных механизмов в процессе образования электризации облака остается открытым по настоящее время [1]. Измеренные электрические потери в облаках, токи в облаках, характеристики возникновения разрядов в облаках по порядку величин отличаются от предполагавшихся [1]. Такое несоответствие привело к тому, что на международной конфигурации по атмосферному электричеству высказывалось предложение «О наложении моратория на исследования процесса элементарной электризации» в связи с несопоставимостью полученных данных с реальными процессами в облаках [1, 2].

На наш взгляд причина столь долгих неудачных исследований кроется в том, что в основе почти всех предложенных механизмов (чи-

сло которых порядка нескольких десятков) положена идея о различных способах рождения и пространственного перераспределения свободных зарядов и ионов по знаку. Сразу заметим, что в этих моделях не учитывалась возможность возникновения в атмосфере электрического тока, обусловленного связанными зарядами, например ориентациями дипольных молекул H_2O , осуществляемыми через релаксацию поляризационного рельефа среды в целом или релаксационными токами, возникшими вследствие релаксации термодинамических неравновесных состояний в полярных средах. При этом, в отличие от тока проводимости, всегда нейтрализующего имеющиеся разделения зарядов, в полярной среде всякие релаксационные процессы, приводящие к термодинамическому равновесию и некоторым видам ориентационной релаксации поляризации, создают релаксационные токи, которые приводят не к нейтрализации имеющегося разделения зарядов, а наоборот, к поддержанию и усилению такого разделения [3—5]. В том случае, когда полярная среда образуется вследствие поступательного движения молекул, направления переноса заряда, т. е. тока, в случае ориентационной релаксации поляризации сред зависит от знака ускорения действующих внешних сред. Следовательно, в потоке влажных воздушных масс, несущих порывы ветра, обеспечивающие ускорения разного знака в разных точках пространства, происходит дальнейшее локальное разделение пространственного заряда.

Цель настоящей работы заключается в оценке роли и степени вклада электрических токов, возникающих из-за релаксации ориентационной поляризации среды, и релаксационных токов неравновесных полярных сред в общий баланс Э. Д. С. среды и в оценке возникшей напряженности электрического поля как в облачной, так и в безоблачной атмосфере, а также рассматриваются вопросы его технического применения для получения электроэнергии для народного хозяйства.

В последние годы в ряде работ [6—9] основной механизм возникновения электроактивности в нижней атмосфере нами приписывался преимущественно ориентации молекул воды, поддерживаемой механическими силами движущихся облаков и влажных воздушных масс. Эта идея основывается на том факторе, что анизотропную молекулу H_2O в атмосфере в парообразном состоянии можно рассматривать как незакрепленный (в конденсированном состоянии частично закрепленный) гироскопический маятник, который при движении под действием магнусовой силы приобретает пространственную преимущественную ориентацию. Эта сила, наряду с силой лобового сопротивления появляется, когда вращающаяся система выполняет относительно поступательный перенос в газах и в жидкостях. Роль магнусовой силы в процессе ориентации молекул в случае, когда исследуемая система представляет собой молекулярный ротатор, рассматриваемый в [10]. Следует сказать, что пространственная преимущественная ориентация молекул H_2O может произойти также под действием силы тяжести, если молекулы H_2O считать незакрепленными эквивалентными физическими маятниками [6].

Кроме этого, ввиду асимметричной формы молекулы H_2O пространственная ориентация произойдет также под действием лобового сопро-
тивления в потоке газа. В данной работе речь пойдет о механизме ориен-
тации, молекул H_2O в газовом потоке, который возникает посредством
воздействия магнусовой силы.

1. Анализ механизмов, приводящих к электризации среды

Следуя методике, развитой в работах [3—5], представим связь
между величинами электрического тока и напряженности поля для
среды, в которой полярная структура возникает за счет движения па-
ров и капелек воды, в виде

$$E = J\sigma^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $\sigma = \sigma_{св\ddot{y}а} + \sigma_{своб}$ — удельная суммарная электропроводность,
обусловленная как свободным зарядом, так и смещением связанных
зарядов диполей H_2O , J — плотность суммарного нециркулярного то-
ка в полярной среде, вызванного релаксациями из термодинамически
неравновесного состояния среды к равновесному, и ориентационной ре-
лаксации поляризации среды.

Величину J можно представить в виде суммы составляющих

$$J = J_1 + \partial P / \partial t + \dots, \quad (2)$$

где $J \sim env$ — суммарный ток свободных зарядов, обусловленный
ионизацией среды (например, за счет фото-эффекта и т. п.), который
при тепловом движении претерпевает асимметричное рассеяние на асим-
метричных молекулах среды. Вследствие этого у свободных электронов
появляется вероятность перемещаться в виде направленного потока,
если эти асимметричные полярные молекулы с асимметричной потенци-
альной ямой в пространстве выстроены преимущественно в одном на-
правлении [3]. Вкладом этого слагаемого в общий баланс Э. Д. С. в
полярной среде, какой является земная атмосфера, по-видимому, нель-
зя пренебрегать. На эти вопросы более подробно следует остано-
виться в отдельной работе. В представленной работе наше усилие сосре-
доточим на выявлении вклада в Э. Д. С., связанного со вторым слагае-
мым в правой части (2).

Второе слагаемое в правой части (2) — это ток, обусловленный ре-
лаксацией ориентационной поляризации среды (релаксацией преимуще-
ственно ориентированных состояний полярных молекул H_2O в атмо-
сфере), осуществляемой движением влажных масс земной атмосферы.
Степень преимущественной ориентации молекул H_2O в атмосфере, и

соответственно вектор поляризации среды, зависящий от скорости переноса этих молекул представляется, согласно [7], в виде

$$\mathbf{P} = \rho P_0 L(F_M l / k T) \mathbf{n}_0, \quad (3)$$

где ρ —число молекул H_2O в единичном объеме, P_0 —дипольный момент молекул H_2O , $L(b)$ —функция Ланжевена, l —приведенная длина плеча молекулы H_2O как эквивалентного физического маятника, $F_M \sim m[\omega v]$ —Матюссова сила, возникает когда молекула H_2O , как незакрепленный гироскоп (ротатор) с собственной частотой ω , движется со скоростью v , m —приведенная масса молекулы. Величина $F_M l$ является моментом ориентации (прециссии) молекул как ротатора или незакрепленного гироскопического маятника в газовом потоке, движущегося со скоростью v [7], $\mathbf{n}_0$ —единичный вектор по направлению v .

Тогда величину тока поляризационной релаксации можно записать

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \simeq \frac{\rho P_0 L(F_M l / k T) \mathbf{n}_0}{\tau} \quad (4a)$$

или точнее

$$\mathbf{J} = \rho P_0 \left(\frac{1}{b^2} - \frac{1}{\text{sh}^2 b} \right) \frac{m \omega l}{k T} \mathbf{a}, \quad (4b)$$

где $b = F_M l / k T$, $\text{sh } b$ —гиперболический синус, $\mathbf{a}$ —ускорение молекулы H_2O , возникшее под действием различных механических сил (силы тяжести Земли, сил вынужденной остановки при столкновении с мишенью, сил градиента давления, силы порывов ветра в циклоне, центробежных сил в воронке смерча и др.). τ —время ориентационной релаксации поляризации или время лотерь количества ориентационных движений молекул H_2O в потоке (степень инерционности преимущественно ориентированных состояний молекул H_2O , в потоке). Как следует из (4b), направление потока заряда и знак этого электрического тока определяются знаком ускорения $\mathbf{a}$ —внешних действующих сил. Это означает, что при наличии порывов ветра при движении облаков в разных координатах пространства (вначале и в конце действия порывов ветра) должно появляться накопление зарядов разного знака.

Тогда имея в виду, что проводимость связанных зарядов $\sigma_{\text{связ}} = \epsilon_0 \epsilon / \tau_0$

где ϵ_0 —диэлектрическая постоянная, ϵ —диэлектрическая проницаемость срезы, τ —время разрядки созданного заряда (тока), полученного при вариации значения $\mathbf{P}$ (формула (2)) и подставляя результат (4) в формулу (1), будем иметь

$$\mathbf{E} = \frac{\rho P_0 \tau_0}{(\epsilon_0 \epsilon + \tau_0 \sigma_{\text{пров}}) \tau} L(F_M l / k T) \mathbf{n}_0 \quad (5a)$$

$$E = \frac{\rho P_0 \tau_0}{(\epsilon_0 \epsilon + \tau_0 \sigma_{\text{пров.}})} \left(\frac{1}{b^2} - \frac{1}{\text{sh}^2 b} \right) \frac{m \omega l}{k T} \text{ а.} \quad (56)$$

Выражение (5а) почти не отличается от аналогичной формулы, выведенной другим способом в работе [8].

В облачных средах, особенно, когда частицы облака являются переохлажденными каплями, где водородные связи частично разорваны [11], степень автономии молекулы H_2O как ротатора (как гитроскопического маятника) будет достаточно высока (вращательные уровни молекул H_2O сохраняются и в жидком состоянии [12]). Это означает, что Магнуссова сила и в жидком состоянии может работать в некотором эффективном смысле

$$F_M \sim \gamma m [\omega v], \quad (6)$$

где коэффициент γ определяет степень автономии молекул H_2O как ротатора, когда последние находятся в жидкой среде. Значение γ существенно зависит от глубины переохлаждения капли, от температуры и давления среды, наконец и от размера капли.

2. Численные оценки полученных результатов

а) Когда молекулы H_2O находятся в парообразном состоянии.

В безоблачной атмосфере испаряющиеся с поверхности суши и моря молекулы воды, имеющие влажность $\rho = 5 \cdot 10^{22}$ молек./м³, при значении $P_0 = 1,56 \cdot 10^{20}$ Кл.м.; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Кл./В.м.; $\epsilon = 1$; $\sigma_{\text{пров.}} = 10^{-14}$ Ом⁻¹.м⁻¹; $m = 3 \cdot 10^{-26}$ кг; $\omega = 3 \cdot 10^{13}$ с⁻¹; $l = 5 \cdot 10^{-11}$ м; $kt = 4 \cdot 10^{-21}$ Дж; $\Delta v = 0,3$ м/с и $\tau = \tau_0 = 10$ с; $|a| = \Delta v / \tau = 0,03$ м/с², согласно предлагаемому механизму, в состоянии производить электрический ток порядка

$$|J| \simeq 3 \cdot 10^{-9} |a| \simeq 10^{-10} \text{ А/м}^2, \quad (7)$$

вычисляемый по формуле (46) и напряженность электрического поля, вычисляемую по формуле (5)

$$|E| \simeq 100 \text{ В/м.} \quad (8)$$

Имеется в виду, что процессы зарядки и разрядки осуществляются одним и тем же механизмом ориентационной релаксации, поэтому $\tau = \tau_0$; время τ — можно определить из эксперимента [13] как время нарастания тока, где $\tau = 10$ с, в то же время τ_0 , как время релаксации заряда, разрядки мишени, на которую падает поток аэрозоля, составляет примерно 10^3 сек и даже больше [13, 14]. Соотношение τ_0/τ в выражении (5а) играет роль фактора, способствующего накоплению заряда на мишени.

Сравним с экспериментальными результатами.

Измеренные значения конвективного электрического тока в атмосфере в переходный период, когда скорость ветра составляет (3—4) м/с, получаются следующие [15, 16]

$$|J| \simeq 10^{-11} - 10^{-10} \text{ А/м}^2.$$

Многочисленные наблюдения значений $|E|$ в безоблачной атмосфере, вблизи поверхности Земли, варьируются в пределах (50—150) В/м [17];

б) Когда пробная молекула H_2O находится в облачных средах, в переохлажденной капле.

В облаке, состоящем из переохлажденных капель, где локальное значение ρ иногда превышает ρ безоблачной атмосферы на порядок, и где скорость донвективного переноса может достигать 100 м/с, при этих условиях, если отдельные ячейки облака будут сталкиваться друг с другом или когда эти ячейки несут на себе действия порывов ветра, градиент скорости, приобретаемый пробной молекулой, будет того же порядка, что и v , тогда ожидаемое ускорение a может достичь значений $10^2 - 10^4 \text{ м/с}^2$. Соответствующие теоретические значения созданного тока и напряженности будут

$$|J| \simeq \gamma \cdot 3 \cdot 10^{-6} \text{ А/м}^2$$

и

$$|E| \simeq \gamma \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ В/м},$$

где значения γ могут быть найдены экспериментально, ожидаемые значения γ для переохлажденных капель $\sim 0,1 - 0,01$. Именно такого порядка электрические токи и напряженность поля наблюдается в грозовых облаках.

3. Экспериментальные факты, подтверждающие степень правомерности предложенного механизма

Давно, на заре электричества, Кельвин регистрировал, что пар locomатива вызывает возмущение имеющегося вокруг него градиента электрического потенциала. Вокруг водопадов (например, в Неваде) всегда регистрируется избыточный градиент электрических потенциалов. В работе [14] авторы утверждают, что в лабораторных камерах тумана, напряженность электрического поля растет и достигает максимума во время пуска пара, а потом медленно падает до нуля. В этом эксперименте было установлено, что меньшей скорости заполнения камеры туманом соответствует меньший заряд тумана. При медленном заполнении камеры паром образуется слабо заряженный туман. Заряджение тумана происходит только во время пуска пара в камеру [14]. В аэродинамических трубах, любые мишени перед форсунками заряжаются. Причем из опыта следует, что потенциал заряджения почти пря-

мо пропорционален скорости потока разбрызгиваемых капель от форсунки [13, 14]. В ходе экспериментов было замечено, что интенсивность процесса заряжения меняется при изменении степени чистоты разбрызгиваемой воды [13]. При использовании водопроводной воды процессы заряжения практически отсутствуют [13]. Как видим, присутствие свободных зарядов и ионов играют здесь обратную роль, т.е. природу процесса электризации здесь надо искать в возникновении конвективных токов, образующихся из-за релаксации ориентационной поляризации диполей молекул.

Наконец добавим, что экспериментально доказано, что молекулы, обладающие анизотропной структурой, в газовом потоке приобретают преимущественную ориентацию [15], где степень ориентации пропорциональна скорости потока.

Исходя из вышеприведенного теоретического анализа (пункт I) и приведенных экспериментальных фактов (неполных), нетрудно прийти к выводу, что ускоренно движущийся пар или капля в слабопроводящей среде является источником образования электрического тока, или движущийся пар (капля), получивший ускорение, преобразует часть своей собственной механической (кинетической) энергии в электрическую.

Тогда, в рамках справедливости поставленных задач, становится целесообразным определить уровень эффективности и технической возможности задачи преобразования кинетической энергии движущихся паров в электрическую. Например, чистый пар с высоким давлением пускается в трубы с периодическим меняющимся диаметром, для того чтобы в узлах перехода обеспечить градиент давления. Соответственно регулируется и режим ускоренного движения, который и должен стать достаточным условием для индуцирования электрического тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Атмосферное электричество. Труды II Всесоюзного симпозиума. Гидрометеониздат, Л., с. 94, 1984.
2. Brook M. In Discussion—In: Electrical Processes in Atmosphere. Darmstadt: Dietrich stinkopf, p. 328, 1977.
3. Белингер В. И., Струман Б. И. УФН, 130, 415 (1980).
4. Малиновский В. В., Струман Б. И. ЖЭТФ, 79, 1(7), 207 (1980).
5. Губкин А. М. Электреты. Изд. Наука, М., 1977.
6. Бахсян Г. Г. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 18, 300 (1983).
7. Бахсян Г. Г., Карапетян К. Е., Григорян М. Г. ДАН АрмССР, 93, 20 (1990).
8. Бахсян Г. Г. ДАН АрмССР, 85, 117 (1987).
9. Бахсян Г. Г. Материалы Всесоюзного семинара, Нальчик 15—17 октября 1985, Гидрометеониздат, М., с. 32, 1988.
10. Гельмуханов, Л. В. Ильичев. Сб. трудов: Оптическая ориентация атомов и молекул. Л., ФТИ, с. 97, 1987.
11. Годизов А. Г., Михеев Т. Ф. Труды ИЭМ 44 (134), Гидрометеониздат, М., с. 86, 1987.
12. Эйзенберг Д., Кауцман В. Структура и свойства воды, Гидрометеониздат, Л., 1975.

13. Бекряев В. И., Качурин А. Г., Псоломщииков В. Ф. Труды АГМИ, 45, М., Гидрометеониздат, с. 3, 1972.
14. Лабораторное моделирование процессов контактной электризации облачных частиц. Под редакцией И. М. Имянитова и Е. В. Чубарина. Гидрометеониздат, Л., 1985.
15. Sinha M. P., Caldwell C. D., Zare R. N. The J. Chemical Phys., 61, 491, 1974.

ՋՐԻ ԳՈՒՐՈՐՇՈՒ ՇԱՐԺՄԱՆ ՄԵՆԱՆԻԿԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈՆԱՐԿՄԱՆ ՆՈՐ ՄԵՆԱՆԻՉՄ ԵՎ ՆՐԱ ԴԵՐԸ ԵՐԿՐԻ ՄԹՆՈՂՈՐՏԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆԱՑՄԱՆ ԳՈՐԾԸՆԹԱՑՈՒՄ

Հ. Գ. ԲԱԽՇՅԱՆ

Բացահայտված է, որ մթնոլորտում արագացումով շարժվող ջրի գոլորշին կամ կաթիլները իրենց շարժման մեխանիկական էներգիայի մի մասը վերափոխում են էլեկտրական էներգիայի: Հիմնվելով ջրի մոլեկուլի որոշ ֆիզիկական հատկությունների վրա, առաջադրված մեխանիզմի համար արված է տեսական մաթեմատիկական հիմնավորում: Քննարկված է նաև առաջադրված մեխանիզմով, արդյունաբերական ծավալով շարժվող գոլորշու մեխանիկական էներգիան էլեկտրական փոխարկման տեխնիկական հնարավորության հարցը:

A NOVEL CONVERSION MECHANISM OF MECHANICAL ENERGY OF WATER VAPOUR TO ELECTRICAL ENERGY AND ITS ROLE IN THE PROCESS OF EARTH ATMOSPHERE ELECTRIZATION

H. G. BAKHSHYAN

It was found that the mechanical energy of accelerated vapour and water drops is partially converted to electrical energy. The proposed mechanism is explained on the basis of some known physical properties of water molecules. An estimate of electroactivity developed in cloudy or cloudless atmosphere of the Earth was made using the orientational shift current induced by an accelerated water molecule. By means of the proposed mechanism some experimental results on the electization of atmosphere and of its laboratory modelling have been analyzed. The possibility of industrial utilization of this conversion mechanism is discussed.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 50—55 (1992)

УДК 533.95

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗДЕЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА И ПЛАЗМЫ

Н. И. КАРБУШЕВ, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 3 октября 1990 г.)

Исследуется система, состоящая из пространственно удаленных релятивистского электронного пучка и плазмы в отсутствие внешнего

13. Бекряев В. И., Качурин А. Г., Посоловников В. Ф. Труды АГМИ, 45, М., Гидрометеониздат, с. 3, 1972.
14. Лабораторное моделирование процессов контактной электризации облачных частиц. Под редакцией И. М. Имянитова и Е. В. Чубарина. Гидрометеониздат, Л., 1985.
15. Sinha M. P., Caldwell C. D., Zare R. N. The J. Chemical Phys., 61, 491, 1974.

ՋՐԻ ԳՈՒՐՈՐՇՈՒ ՇԱՐԺՄԱՆ ՄԵՆԱՆԻԿԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՓՈՆԱՐԿՄԱՆ ՆՈՐ ՄԵՆԱՆԻՉՄ ԵՎ ՆՐԱ ԴԵՐԸ ԵՐԿՐԻ ՄԹՆՈՂՈՐՏԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆԱՑՄԱՆ ԳՈՐԾԸՆԹԱՑՈՒՄ

Հ. Գ. ԲԱԽՇՅԱՆ

Բացահայտված է, որ մթնոլորտում արագացումով շարժվող ջրի գոլորշին կամ կաթիլները իրենց շարժման մեխանիկական էներգիայի մի մասը վերափոխում են էլեկտրական էներգիայի: Հիմնվելով ջրի մոլեկուլի որոշ ֆիզիկական հատկությունների վրա, առաջադրված մեխանիզմի համար տրված է տեսական մաթեմատիկական հիմնավորում: Քննարկված է նաև առաջադրված մեխանիզմով, արդյունաբերական ծավալով շարժվող գոլորշու մեխանիկական էներգիան էլեկտրական փոխարկման տեխնիկական հնարավորության հարցը:

A NOVEL CONVERSION MECHANISM OF MECHANICAL ENERGY OF WATER VAPOUR TO ELECTRICAL ENERGY AND ITS ROLE IN THE PROCESS OF EARTH ATMOSPHERE ELECTRIZATION

H. G. BAKHSHYAN

It was found that the mechanical energy of accelerated vapour and water drops is partially converted to electrical energy. The proposed mechanism is explained on the basis of some known physical properties of water molecules. An estimate of electroactivity developed in cloudy or cloudless atmosphere of the Earth was made using the orientational shift current induced by an accelerated water molecule. By means of the proposed mechanism some experimental results on the electization of atmosphere and of its laboratory modelling have been analyzed. The possibility of industrial utilization of this conversion mechanism is discussed.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 50—55 (1992)

УДК 533.95

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗДЕЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА И ПЛАЗМЫ

Н. И. КАРБУШЕВ, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 3 октября 1990 г.)

Исследуется система, состоящая из пространственно удаленных релятивистского электронного пучка и плазмы в отсутствие внешнего

магнитного поля. Вычислен инкремент и определены условия развития неустойчивости, обусловленной взаимодействием волны поверхностного типа. Показано, что с увеличением расстояния между ними характер плазменно-пучковой неустойчивости качественно меняется, причем начинают проявляться собственные колебания электронного пучка.

При большой пространственной удаленности электронного пучка и плазмы их взаимодействие может приобретать существенно новый характер [1]. Вследствие того, что амплитуды полей как плазмы, так и пучка убывают в вакууме в направлении от их поверхности, связь между ними ослабляется. Тогда, в первом приближении, пучок и плазма ведут себя как две независимые или волноводные системы и только в следующем приближении учет связи между этими колебательными системами приводит к неустойчивости. Зависимость инкремента и других характеристик этой неустойчивости от параметров качественно отличаются от известных [2-4].

В настоящей работе исследуется система, состоящая из изотропной холодной плазмы с однородной плотностью электронов n_p и релятивистского моноскоростного электронного пучка с однородной плотностью n_b , движущегося со скоростью u в направлении оси z . Плазма заполняет полупространство $x < -a$, а пучок заполняет область $x > a$. Внешнее магнитное поле отсутствует. Ионы считаются покоящимися.

Возникающее в результате плазменно-пучкового взаимодействия электромагнитное поле возмущений имеет составляющие электрического и магнитного полей E_z , E_x , B_y . Используя выражение для тензора диэлектрической проницаемости пучка в операторном виде [5-7], в предположении достаточно малой его плотности и полагая выполненным условие черенковского синхронизма $\omega = ku$, из уравнений Максвелла в линейном приближении можно получить следующее уравнение для составляющей E_z электрического поля

$$\frac{d}{dx} \frac{\varepsilon}{x_p^2} E_z - \varepsilon E_z = 0, \quad (1)$$

где $x_p^2 = k^2 - \omega^2 \epsilon_p c^{-2}$, $\varepsilon = \varepsilon_p + \delta\varepsilon_b$, $\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ — диэлектрическая проницаемость плазмы, $\delta\varepsilon_b = -\omega_b^2 (\omega - ku)^{-2}$ — вклад пучка в диэлектрическую проницаемость, $\omega_p = (4\pi n_p e^2/m)^{1/2}$ и $\omega_b = (4\pi n_b e^2/m\gamma^3)^{1/2}$ — ленгмюровские частоты плазмы и пучка, $\gamma = (1 - u^2 c^{-2})^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронов пучка, ω и k — частота и волновой вектор возмущений, пропорциональных $\exp(ikz - i\omega t)$, t — время, c — скорость света, e и m — заряд и масса электрона. Уравнение (1) справедливо во всей области $-\infty < x < \infty$, причем вне плазмы $\omega_p^2 = 0$ и $x_p^2 = x^2 = k^2 - \omega^2 c^{-2}$.

Решение уравнения (1), непрерывное на поверхностях плазмы и убывающее на бесконечности, представляется в виде

$$E_z(x) = \begin{cases} [A \exp(-\kappa a) + B \exp(\kappa a)] \exp[\kappa_p(x+a)], & x < -a, \\ A \exp(\kappa x) + B \exp(-\kappa x), & |x| < a, \\ [A \exp(\kappa a) + B \exp(-\kappa a)] \exp[\kappa(a-x)], & x > a, \end{cases} \quad (2)$$

где A и B некоторые константы. Отметим, что распределение в поперечном сечении электронного пучка не зависит от его плотности. Подставляя решения (2) в граничные условия, следующие из уравнений (1)

$$\left\{ \frac{\varepsilon_p}{x_p^2} \frac{d}{dx} E_x \right\}_{x=-a} = 0, \quad \left\{ \varepsilon_b \frac{d}{dx} E_x \right\}_{x=a} = 0$$

(здесь фигурные скобки означают разность заключенных в них величин по обе стороны границы), получаем следующее дисперсионное соотношение

$$(x_p + x_{ep})(1 + \varepsilon_b) = (x_p - x_{ep})(1 - \varepsilon_b) \exp(-2\gamma a). \quad (3)$$

В потенциальном приближении $c \rightarrow \infty$ соотношение (3) совпадает с полученным в работе [1]. При бесконечном удалении электронного пучка и плазмы ($a \rightarrow \infty$) правая часть соотношений (3) определяет дисперсию поверхностных волн плазмы и пучка

$$x_p + x_{ep} = 0, \quad 1 + \varepsilon_b = 0.$$

Отсюда для поверхностной волны находим

$$k_p(\omega) = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_p/(1 + \varepsilon_p)} = (\omega/c) \sqrt{(\omega_p^2 - \omega^2)/(\omega_p^2 - 2\omega^2)}.$$

Справедливы асимптотики $k_p = \omega/c$ в случае $\omega \ll \omega_p$ и $k_p \rightarrow \infty$, если $\omega \rightarrow \omega_p/\sqrt{2}$. В то же время для медленной и быстрой поверхностных волн пучка имеем

$$k_b(\omega) = \frac{\omega}{u} \pm \frac{\omega_b}{u\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Синхронизм плазменной волны ($\omega = k_p(\omega)u$) достигается на частоте:

$$\omega_0 = \omega_p / \sqrt{\gamma^2 + 1} < \omega_p / \sqrt{2},$$

когда ее групповая скорость равна

$$V_0 = [\partial k_p(\omega)/\partial \omega]^{-1} = u \frac{1 - \gamma^{-2}}{1 - \gamma^{-4}} < u.$$

При конечном рассеянии между плазмой и пучком дисперсионное соотношение (3) приближенно можно записать в виде

$$[k - k_p(\omega)] \left\{ \left(k - \frac{\omega}{u} \right)^2 - \frac{\omega_b^2}{2u^2} \right\} = - \frac{\omega_p \omega_b^2 u^{-3}}{(1 - \gamma^{-2})(\gamma^2 + 1)^{3/2}} \exp \left(- \frac{2\omega_p a}{\gamma u \sqrt{\gamma^2 + 1}} \right). \quad (5)$$

Если выполняется неравенство

$$\frac{\omega_b}{2\sqrt{2}\omega_p} (1 - \gamma^{-2})(\gamma^2 + 1)^{3/2} \exp\left(\frac{2\omega_p a}{\gamma u \sqrt{\gamma^2 + 1}}\right) \ll 1, \quad (6)$$

то собственные колебания электронного пучка проявляются слабо. В таком приближении максимальный пространственный инкремент $\text{Im } k$ достигается на частоте ω_0 . При этом он определяется из формулы

$$k = \frac{\omega}{u} + \frac{1 \pm i\sqrt{3}}{2u} \left(\frac{\omega_p \omega_b^2}{1 - \gamma^{-2}} \right)^{1/3} (\gamma^2 + 1)^{-1/2} \exp\left(-\frac{2\omega_p a}{3\gamma u \sqrt{\gamma^2 + 1}}\right) \quad (7)$$

и имеет традиционную зависимость ($\propto \omega_b^{2/3}$) от ленгмюровской частоты пучка.

С ростом расстояния между плазмой и пучком неравенство (6) может нарушаться. В таком случае существенно проявляются колебания пучка, а характер неустойчивости качественно меняется. В случае выполнения обратного (6) неравенства максимальный пространственный инкремент достигается на частоте

$$\tilde{\omega} = \omega_0 + \frac{\omega_b}{\sqrt{2}} \left(\frac{u}{V_0} - 1 \right)^{-1},$$

соответствующей синхронизму плазменной волны с медленной волной электронного пучка (4) ($k_p(\omega) = k_b(\omega)$).

Тогда из соотношения (5) получаем

$$k = \frac{\omega}{u} + \frac{\omega_b}{\sqrt{2}u} \pm i \frac{\sqrt{\omega_p \omega_b}}{2^{1/4} u (\gamma^2 + 1)^{3/4} (1 - \gamma^{-2})^{1/2}} \exp\left(-\frac{\omega_p a}{\gamma u \sqrt{\gamma^2 + 1}}\right). \quad (8)$$

Зависимость инкремента в (8) от ленгмюровской частоты ($\propto \omega_b^{1/2}$) качественно отличается от зависимости в (7).

Таким образом, характер развивающейся неустойчивости и ее инкременты существенно определяются расстоянием между плазмой и электронным пучком.

Если плазменно-пучковая система имеет конечную длину L в направлении оси Z и на ее концах происходит отражение плазменной волны, то неустойчивость может развиваться только при превышении некоторого порога (по плотности пучка). Поскольку в достаточно длинной системе с $\text{Im } k \cdot L \gg 1$ плазменная волна усиливается по экспоненциальному закону $\propto \exp(\text{Im } k \cdot L)$, порог неустойчивости будет определяться из соотношения типа $\text{Im } k_{\text{пор}} \propto L^{-1}$. Отсюда можно оценить пороговые величины квадрата ленгмюровской частоты пучка при фиксированных остальных параметрах системы. В случае выполнения неравенства (6) в соответствии с (7) имеем

$$\omega_{\text{пор}}^2 \propto \frac{u^3}{\omega_p L^3} (1 - \gamma^{-2}) (\gamma^2 + 1)^{3/2} \exp \left(\frac{2\omega_p a}{\gamma u \sqrt{\gamma^2 + 1}} \right).$$

При выполнении же противоположного (6) неравенства с помощью (8) находим

$$\omega_{\text{пор}}^2 \propto \frac{2u^4}{\omega_p^2 L^4} (1 - \gamma^{-2})^2 (\gamma^2 + 1)^3 \exp \left(\frac{4\omega_p a}{\gamma u \sqrt{\omega^2 + 1}} \right).$$

Использованные в работе приближения ограничивают область применимости полученных результатов следующим неравенством

$$|k - \omega/u| \ll \omega/2\gamma^2 u,$$

где разность $k - \omega/u$ определяется соотношениями (7) или (8).

В заключение отметим, что проявление собственных колебаний электронного пучка в теории плазменно-пучкового взаимодействия аналогично проявлению высокочастотного пространственного заряда в электронике СВЧ [8, 9] и может наблюдаться в принципе в различных плазменно-пучковых системах [10, 11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Игнатов А. М., Карбушев Н. И., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике (ФИАН), № 5, с. 21 (1982).
2. Ахмезер А. И., Файберг Я. Б. ДАН СССР, 69, 555 (1949).
3. Bohm D., Gross E. Phys. Rev., 75, 1851 (1949).
4. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Атомиздат, М., 1977.
5. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. Высшая школа, М., 1978.
6. Карбушев Н. И., Рухадзе А. А. ЖТФ, 51, 475 (1981).
7. Белов Н. Е., Карбушев Н. И. Препринт РИ АН СССР, № 8411, 1985.
8. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхчастотной электронике. Сов. радио, М., 1973.
9. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. Сов. радио, М., 1970.
10. Карбушев Н. И. Физика плазмы, 11, 1391 (1985).
11. Карбушев Н. И. ЖТФ, 56, 1631 (1986).

ՏԱՐԱԾԿԱՆՕՐԵՆ ՀԵՌԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓԼԱՅԻ ԵՎ ՊԼԱԶՄԱՅԻ ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԶԱՐԳԱՑՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱԶԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ն. Ի. ԿԱՌՐՈՒՇԵՎ, Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Հետազոտված է սխտեմ, որը բաղկացած է իրարից հեռացված էլեկտրոնային փնջից և պլազմայից: Արտաքին մագնիսական դաշտը բացակայում է: Որոշված են այն պայմանները, որոնց առկայության դեպքում զարգանում է մակերևութային ալիքների փոխազդեցությունով պայմանավորված անկայունությունը, և հաշվարկված է ինկրեմենտը: Ցույց է տրված, որ պլազմայի և էլեկտրոնային փնջի միջև հեռավորությունը մեծացնելու հետ միասին փոխվում է անկայունության բնույթը և սկսվում են արտահայտվել էլեկտրոնային փնջի սեփական տատանումները:

THE FEATURES OF INSTABILITY DEVELOPMENT OF SPATIALLY SEPARATED BEAM-PLASMA SYSTEM

N. I. KARBUSHEV, E. V. ROSTOMYAN

A system consisting of spatially separated electron beam and plasma has been investigated in the absence of external magnetic field. The conditions were obtained under which the instability may develop in such a system due to the interaction of surface-type waves, and the increments were calculated. It is shown that with the increase of distance between the beam and plasma, the character of instability essentially changes and there appear free oscillations of the electron beam.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 56—58 (1992)

УДК 535.371

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАТОРА В КОРРЕЛЯЦИИ ФОТОНОВ

С. Т. ГЕВОРКЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 28 марта 1991 г.)

Исследован коэффициент корреляции чисел фотонов в процессе невырожденного четырехволнового смешения в оптическом резонаторе. Показано, что максимально возможная корреляция между фотонами параметрически связанных мод, получается в случае хорошего резонатора и сильного лазерного поля.

1. Процесс четырехволнового параметрического смешения привлекает внимание как источник электромагнитного поля в сжатом состоянии [1, 2] и последнее время широко обсуждается (см., напр., [3, 4]). Как известно, свойства сжатого света в основном определяются величиной аномального коррелятора амплитуд полей. Для случая четырехволнового смешения с законом сохранения $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$, где ω — частота поля лазера и ω_1, ω_2 — частоты возникающих параметрически связанных мод поля излучения, эта величина определяет степень корреляции между двумя модами и имеет следующий вид

$$g = Sp(\rho, a_1 a_2) = \langle a_1 a_2 \rangle,$$

где a_1, a_2 — бозоновские операторы уничтожения, и ρ — матрица плотности двух мод поля излучения [5].

Ограничения на эту величину можно получить из неравенства Коши-Шварца, которая выводится из основных принципов квантовой теории [6]),

$$\langle a_1^+ a_1 a_2^+ a_2 \rangle \leq \langle (a_1^+ a_1)^2 \rangle \langle (a_2^+ a_2)^2 \rangle. \quad (1)$$

THE FEATURES OF INSTABILITY DEVELOPMENT OF SPATIALLY SEPARATED BEAM-PLASMA SYSTEM

N. I. KARBUSHEV, E. V. ROSTOMYAN

A system consisting of spatially separated electron beam and plasma has been investigated in the absence of external magnetic field. The conditions were obtained under which the instability may develop in such a system due to the interaction of surface-type waves, and the increments were calculated. It is shown that with the increase of distance between the beam and plasma, the character of instability essentially changes and there appear free oscillations of the electron beam.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 1, с. 56—58 (1992)

УДК 535.371

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАТОРА В КОРРЕЛЯЦИИ ФОТОНОВ

С. Т. ГЕВОРКЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 28 марта 1991 г.)

Исследован коэффициент корреляции чисел фотонов в процессе невырожденного четырехволнового смешения в оптическом резонаторе. Показано, что максимально возможная корреляция между фотонами параметрически связанных мод, получается в случае хорошего резонатора и сильного лазерного поля.

1. Процесс четырехволнового параметрического смешения привлекает внимание как источник электромагнитного поля в сжатом состоянии [1, 2] и последнее время широко обсуждается (см., напр., [3, 4]). Как известно, свойства сжатого света в основном определяются величиной аномального коррелятора амплитуд полей. Для случая четырехволнового смешения с законом сохранения $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$, где ω — частота поля лазера и ω_1, ω_2 — частоты возникающих параметрически связанных мод поля излучения, эта величина определяет степень корреляции между двумя модами и имеет следующий вид

$$g = Sp(\rho, a_1 a_2) = \langle a_1 a_2 \rangle,$$

где a_1, a_2 — бозоновские операторы уничтожения, и ρ — матрица плотности двух мод поля излучения [5].

Ограничения на эту величину можно получить из неравенства Коши-Шварца, которая выводится из основных принципов квантовой теории [6]),

$$\langle a_1^+ a_1 a_2^+ a_2 \rangle \leq \langle (a_1^+ a_1)^2 \rangle \langle (a_2^+ a_2)^2 \rangle. \quad (1)$$

Для четырехволнового смешения ниже порога генерации в резонаторе моменты поля излучения высших порядков выражаются через моменты второго порядка [5, 7]. С учетом этого в частном случае равенства чисел фотонов двух сопряженных мод $n = n_1 = n_2$ ($n_i = \langle a_i^\dagger a_i \rangle$, $i = 1, 2$) из (1) можно получить следующее соотношение

$$|g|^2 \leq n(n+1).$$

В общем случае представим неравенство Коши-Шварца (1) в виде

$$R = \frac{\langle a_1^\dagger a_1 a_2^\dagger a_2 \rangle^2}{\langle (a_1^\dagger a_1)^2 \rangle \langle (a_2^\dagger a_2)^2 \rangle} \leq 1. \quad (2)$$

Величина R характеризует степень эффективности межмодовой корреляции и может быть измерена в двухмодовых корреляционных экспериментах [6]. Настоящая работа посвящена исследованию величины R в зависимости от собственной частоты ω_1 , ширины поглощения Γ оптического резонатора и параметров лазерного поля.

2. С учетом гауссовской структуры поля излучения выражение (2) можно привести к виду

$$R = \frac{(|g|^2 + n_1 n_2)^2}{(2n_1^2 + n_1)(2n_2^2 + n_2)}.$$

Для четырехволнового смешения в среде двухуровневых атомов число фотонов в присутствии оптического резонатора, число фотонов в моде $p_1 = \langle a_1^\dagger a_1 \rangle$ и аномальный коррелятор $g = \langle a_1 a_2 \rangle$ исследованы в работах [3, 4, 7]. Здесь используются результаты работы [7].

На рисунке приведены результаты численных вычислений отношения (2), в зависимости от расстройки частоты резонатора ω_1 относительно частоты атомного перехода ω_0 . Как видно из рисунка, неравенство Шварца выполняется для всей области частот. Для заданных значений отношения параметров лазера $2|v|/\varepsilon$ (v — матричный элемент взаимодействия лазерного поля с атомом, ε — расстройка частоты накачки относительно атомного перехода) и отношения $\xi = 2\Gamma/\sigma$ коэффициентов поглощения резонатора Γ к коэффициенту поглощения среды двухуровневых атомов σ наибольшее значение R достигается для частот $\omega_1 = \omega \pm \Omega$ резонатора, совпадающих с частотами спектральных линий излучения двухуровневого атома в поле лазера с частотой ω , где $\Omega = (4|v|^2 + \varepsilon^2)^{1/2}$ — частота Раби. Отметим, что для этих значений частот получается и наибольшее сжатие дисперсии квадратурных амплитуд комбинированной моды [8].

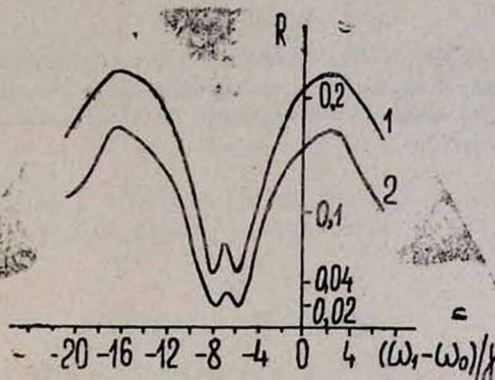
Для указанных частот $\omega_1 = \omega \pm \Omega$ коэффициент корреляции R можно представить в виде

$$R = \frac{1}{4} \left\{ \frac{4|v|^4 + (2|v|^2 + \varepsilon^2)^2}{4|v|^4 + \varepsilon^2 \Omega^2 (1 + \xi F)} \right\}^2,$$

где $F = (\varepsilon^2 + 2|v|^2)(\varepsilon^2 + 6|v|^2)/\varepsilon^2\Omega^2$. В предельном случае слабых полей $|v| \ll \varepsilon$ эта величина равна

$$R = \frac{1}{4} (1 + \xi)^{-2}$$

и достигает значения $R = \frac{1}{4}$ для хороших резонаторов $\Gamma \ll \sigma$.



Зависимость коэффициента корреляции R от расстройки частоты резонатора относительно частоты атомного перехода для двух значений отношения: $\Gamma/\sigma = 0.2$ — кривая (1), $\Gamma/\sigma = 0.1$ — кривая (2). Выбраны следующие значения параметров: $2|v|/\varepsilon = 1$, $\varepsilon/\gamma = 7$. Здесь: γ — спонтанная ширина атомного перехода, $\sigma = 4\pi N\omega_0 |d|^2/\hbar\gamma$ — коэффициент поглощения среды двухуровневых атомов с плотностью N , d — матричный элемент дипольного перехода, ω_0 — частота атомного перехода, Γ — коэффициент поглощения резонатора.

В области сильных полей $2|v| \ll \varepsilon$ величина R имеет следующую асимптотику

$$R = (1 + 3\xi)^{-2},$$

которая стремится к единице при увеличении добротности резонатора.

Автор выражает благодарность Крючкяну Г. Ю. за обсуждение и Крыжановской В. Н. за техническую помощь при оформлении статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Slusher R. E., Hollberg L. W., Yurk B. e. a. Phys. Rev. Lett., V. 55, p. 2409 (1985).
2. Kumer P., Shapiro J. H. Phys. Rev., v. A30, p. 1568 (1984).
3. Holm D. A., Sargent III M., Capron B. A. Optics Lett., v. 11, p. 443 (1986).
4. Reid M. D., Walls D. F. Phys. Rev., v. A33, p. 4465 (1986).
5. Геворкян С. Т., Крючков Г. Ю. ЖЭТФ, 92, 2034 (1987).
6. Reid M. D., Walls D. F. Phys. Rev., v. A34, p. 1260 (1986).
7. Геворкян С. Т., Крючков Г. Ю. ЖЭТФ, 94, 125 (1988).
8. Holm D. A., Sargent III M. Phys. Rev., v. A35, p. 2150 (1987).

Ս. Թ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Օպտիկական ռեզոնատորում շալլասեռված քառալիքային խառնման երեկույթի համար ուսումնասիրված է ֆոտոնների թվի կոռելյացիայի գործակիցը: Ցույց է տրված, որ պարամետրիկորեն կապված ֆոտոնների միջև մաքսիմալ հնարավոր կոռելյացիան ստացվում է լավ ռեզոնատորի ել ռմեղ լազերային դաշտի դեպքում:

CAVITY EFFECTS IN PHOTON CORRELATION

S. T. GEVORGYAN

A coefficient of photon number correlation is investigated during nondegenerate four-wave mixing in optical cavity. The maximum possible correlation between the photons of parametrically coupled modes is shown to take place in case of proper cavity and strong laser field.

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год
Издается с января 1966 г.

ԽՐԱԳՐԱՅԻՆ ԿՈՄԻՏԵ

Ս. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղարյանյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Հ. Հ. Վաղանյանյան, Գ. Մ. Ղափրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շառլյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Ա. Հ. Մխիթարյան (պատասխանատու քարտուղար)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюни (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный секретарь)