Յայաստանի ԳԱԱ Տեղեկագիր.

> Ъ Ի Չ Ի Կ U Физика

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

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор

Э. Г. Шароян, зам. главного редактора

Вил. М. Арутюнян

А. А. Ахумян

Г. А. Вартапетян

Э. М. Казарян

А. О. Меликян

А. Р. Мкртчян

В. О. Папанян

А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

#### ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր

է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ

Վիլ.Մ. <արությունյան

Ա. Ա. Կախումյան

<. <. Վարդապետյան

է. Մ. Ղազարյան

Ա. <. Մելիքյան

Ա. Ռ. Մկրտչյան

Վ. Օ. Պապանյան

Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

#### EDITORIAL BOARD

VI.M. Aroutiounian, editor-in-chief

E. G. Sharoyan, associate editor

Vil.M. Harutynyan

A. A. Hakhumyan

H. H. Vartapetian

E. M. Kazarian

A. O. Melikyan

A. R. Mkrtchyan

V. O. Papanyan

A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

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

խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն, 375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ։

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

# РЕЛАКСАЦИЯ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ПАРОВ РУБИДИЯ

## Р.Е. МОВСЕСЯН , А.М. ХАНБЕКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 августа 1994 г.)

Исследована релаксация намагниченности, индуцированной лазерным излучением в парах рубидия. Показано, что для давления паров 0,41 мм рт.ст. время релаксации намагниченности достигает ~3000 мксек.

1. Изменение макроскопического магнитного момента газообразной среды при взаимодействии лазерного излучения с парами щелочных металлов наблюдалось в работах [1,2]. Изменение магнитного момента среды регистрировалось по наведению ЭДС в приемной катушке, расположенной соосно с исследуемой средой.

В работе [3] было обнаружено, что при возбуждении паров калия двумя последовательными во времени квазирезонансными лазерными импульсами второй лазерный импульс, в зависимости от времени задержки, наводит в приемной катушке разные по форме и величине сигналы. Это явление авторы связали с тем, что второй лазерный импульс взаимодействует с различной степенью релаксированной средой.

Целью настоящей работы является исследование релаксации намагниченности, индуцированной лазерным излучением в парах рубидия.

2. Редаксация светоиндуцированного намагничивания паров рубидия исследовалась по наведению сигналов ЭДС в течение второго лазерного импульса при возбуждении двумя последовательными во времени нерезонансными лазерными импульсами.

Пары рубидия возбуждались двумя одинаковыми рубиновыми лазерами с модулированной добротностью, плотностью мощности ~10 МВт/см<sup>2</sup> и длительностью импульса ~ 25 нсек. Система временной задержки позволяла менять интервал между лазерными импульсами от нескольких микросекунд до ~ 2 миллисекунд. Излучения лазеров совмещались по направлению с помощью 50%-го зеркала и параллельным пучком проходили через кювету с парами рубиция. Используемая стеклянная кювета с отростком позволяла менять давление паров независимо от их температуры в области взаимодействия. Приемная катушка имела 10 витков и была намотана на каркасе, обеспечивающем светоизоляцию и расположенном непосредственно на кювете. Сигналы ЭДС регистрировались на осцилографе С1-75. Приемнорегистрирующая система имела полосу пропускания ~ 200 МГц. В работе исследовались сигналы ЭДС во время второго лазерного импульса.

Амплитуда сигнала ЭДС, возникающего во время второго лазерного импульса, при постоянной временной задержке между импульсами лазеров и постоянной интенсивности первого лазерного импульса, пропорциональна интенсивности возбуждающего импульса, что позволило характеризовать амплитуду сигнала относительной величиной  $A/I_2$ , где  $I_2$ —интенсивность второго лазерного импульса. Зависимость величины сигнала ЭДС от интенсивности первого лазерного излучения  $I_1$ , при постоянной интенсивности второго лазерного импульса, приведена на рис. 1.

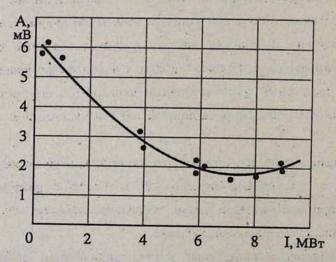


Рис. 1 Зависимость величины сигнала ЭДС (A) от интенсивности первого лазерного импульса при давлении паров  $2\cdot 10^{-2}$  мм рт.ст., времени задержки между импульсами  $\tau=450\pm30$  мкс,  $I_2=5\pm1$  МВт.

Сигнал ЭДС А/І<sub>2</sub> при малых временных задержках имеет обратную полярность по сравнению с сигналом ЭДС первого лазерного импульса. При увеличении временной задержки полярность сигнала ЭДС становится такой же, как у сигнала ЭДС первого лазерного импульса. Для малых давлений паров восстановление полярности происходит при малых временных задержках. Увеличение давления паров приводит к восстановлению полярности сигнала ЭДС при больших временных задержках (рис. 2). Форма и величина сигнала не зависят от поляризаций (круговой, линейной) первого и второго лазерных излучений. Величина сигнала ЭДС зависит от температуры паров (рис. 3). Внешнее продольное магнитное поле (до ~ 120 Э) увеличивает время релаксации.

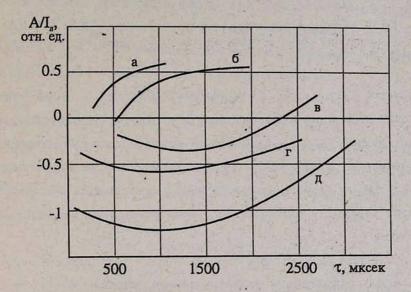


Рис. 2 Зависимость нормированной величины сигнала ЭДС  $A/I_2$  от времени задержки между лазерными импульсами при давлении паров 0,14-10<sup>-1</sup> мм рт.ст. (а), 0,37·10<sup>-1</sup> мм рт. ст. (б), 0,56·10<sup>-1</sup> мм рт.ст. (в), 0,23 мм рт.ст. (г), 0,41мм рт.ст. (д).

3. Индуцирование сигналов ЭДС связано с изменением магнитного потока через сечение приемной катушки, возникающего из-за нарушения симметрии заполнения магнитных подуровней под действием когерентной световой волны [4]. Сигналы обратной полярности связаны с тем, что второй лазерный импульс взаимодействует со средой с инвертированной населенностью подуровней основного состояния.

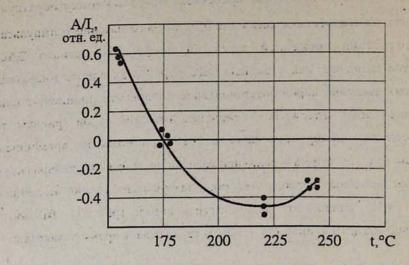


Рис. 3 Зависимость нормированной величины сигнала ЭДС  $A/I_2$  от температуры паров рубидия при давлении паров  $10^{-1}$  мм рт.ст.,  $\tau$ =250±30 мкс.

Процессы релаксации со временем приведут к выравниванию населенностей, и величина сигнала ЭДС от второго лазерного импульса станет равной нулю. В дальнейшем система придет к равновесному состоянию, и сигнал ЭДС от второго лазерного импульса повторит сигнал ЭДС от первого лазерного импульса. Временем восстановления сигнала можно характеризовать время релаксации намагикченного состояния.

Рассмотрим релаксацию неравновесной заселенности уровней, созданной излучением первого лазера. Предположим, что на двухуровневую систему действует лазерное излучение со спектральной шириной большей, чем частотное расстояние между этими уровнями. Тогда в лазерном излучении присутствует также рассеянная волна на стоксовой частоте. Уравнение матрицы плотности для двухуровневых систем можно написать в виде уравнений Блоха [5]:

$$\dot{u} + \Delta v + \frac{u}{T_2} = 0,$$
 $\dot{v} - \Delta v - \chi w + \frac{v}{T_2} = 0,$ 
 $\dot{w} + \chi v + \frac{w - w_0}{T_1} = 0,$ 
(1)

где  $u = \tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{21}$ ;  $v = i(\tilde{\rho}_{21} - \tilde{\rho}_{12})$ ;  $w = \rho_{22} - \rho_{11}$ ;  $\Delta = v_{21} - (v_{\pi} - v_{c})$ ;

$$\chi = \frac{1}{\hbar^2} \sum \left[ \frac{(\mathbf{p}_{\text{im}} \mathbf{e}_{\text{II}})(\mathbf{p}_{\text{mn}} \mathbf{e}_{\text{c}})}{(\nu_{\text{mn}} - \nu_{\text{c}})} + \frac{(\mathbf{p}_{\text{2m}} \mathbf{e}_{\text{II}})(\mathbf{p}_{\text{mn}} \mathbf{e}_{\text{c}})}{(\nu_{\text{mc}} - \nu_{\text{II}})} \right] \mathbf{E}_{\text{II}} \mathbf{E}_{\text{c}}.$$

Пусть в течение временного интервала  $0 \le t \le t_1$  на систему действует прямоугольный лазерный импульс. Если время действия лазерного импульса меньше, чем времена релаксации  $T_1, T_2$ , то релаксационные члены в (1) можно опустить и, полагая для простоты  $\Delta = 0$  (что выполняется при комбинационном рассеянии), для перенаселенности после прохождения возбуждающего импульса получим

$$w(t_1) = w_0 \cos\theta$$
,

где  $w_0$ —равновесное значение перенаселенности,  $\theta = \chi t_1$ .

Предположим, что в промежутке  $t_1 < t < t_2$  на систему не действует лазерное излучение ( $\theta = 0$ ) и происходит релаксация среды. Учитывая релаксационные члены в уравнении (1) и значение для перенаселенности в момент времени  $t_2$ , получим

$$w(t_2) = w_0 + w_0(\cos\theta - 1) \exp\left(-\frac{t_2 - t_1}{T_1}\right)$$

Из полученного выражения видно, что при больших временах задержки между возбуждающими импульсами величина перенаселенности будет близка к равновесному значению. Сигнал ЭДС, связанный с перенаселенностью уровней, повторит сигнал от первого лазера. При конечном фиксированном времени задержки величина перенаселенности будет зависеть от интенсивности первого лазерного импульса (параметра 0). В соответствии с этим, увеличение интенсивности первого лазера приведет к уменьшению амплитуды сигнала ЭДС от второго лазерного импульса до минимального значения,

а при дальнейшем увеличении - амплитуда сигнала будет расти, что и наблюдается на эксперименте (рис. 1).

При фиксированном значении интенсивности первого лазера величина перенаселенности  $w(t_2)$  и, соответственно, полярность и величина сигнала ЭДС будут зависеть от времени задержки  $(t_2-t_1)$ , что также наблюдается на эксперименте (рис. 2).

Полярность и величина сигнала ЭДС при интенсивностях лазерных импульсов и постоянной времени задержки  $(t_2-t_1)$  будет зависеть от времени релаксации  $T_1$ .

В реальных условиях эксперимента, кроме объемной релаксации, необходимо учесть также релаксацию на стенках кюветы. При малых давлениях паров, когда столкновения атомов друг с другом несущественны, релаксация происходит при столкновении атомов со стенками. Если каждое столкновение атома со стенкой приводит к дезориентации, то время релаксации будет равно времени пробега атома между стенками, т.е.  $T_1 = \frac{2}{3\langle v \rangle}$ , где а—диаметр кюветы,  $\langle v \rangle$ —средняя

тепловая скорость атома. В нашем случае a=2 см, и при  $T^\circ=500^\circ K$  для времени релаксации получим  $T_1=3\cdot 10^{-5}$  сек, что соответствует экспериментально полученным временам релаксации (рис. 2). При более высоких давлениях, когда столкновения атомов друг с другом играют существенную роль, движение возбужденных атомов можно рассмотреть как диффузию через собственный газ. Столкновения приведут, во-первых, к релаксации атомов и, во-вторых, будут препятствовать достижению атомов до стенок кюветы. Релаксацию намагниченности можно определить выражением [6]

$$T_1 = [(2,4/R)^2D + W\sigma n]^{-1}$$

где D—коэффициент диффузии, R—радиус кюветы, W—вероятность дезориентации, б—сечение столкновения, п—плотность атомов. Такая зависимость времени релаксации от плотности атомов хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Оценим время релаксации, обусловленное диффузией, для наших экспериментальных условий. Диффузия возбужденных атомов через собственный газ определяется столкновениями и обменом возбужденных состояний. Сечение столкновений Rb-Rb  $\sigma$ =1,5·10<sup>-14</sup> cm<sup>2</sup> [7]. При  $T^{\circ}$ =500°K,  $T_{1}$ =2·10<sup>-4</sup> сек, что соответствует экспериментальному значению времени релаксации.

Увеличение температуры стенок кюветы приводит к уменьшению вероятности релаксации атомов при столкновении со стенками [8]. Экспериментально полученная зависимость величины сигнала ЭДС от температуры кюветы указывает на увеличение времени релаксации (рис. 3).

Таким образом, релаксация светоиндуцированного намагничивания паров рубидия исследовалась по наведению сигналов ЭДС при возбуждении паров двумя последовательными во времени лазерными импульсами.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.А.Дабагян, М.Е.Мовсесян, Р.Е.Мовсесян. Письма в ЖЭТФ, 29, 586 (1979).
- 2. М.Е. Мовсесян, Р.Е. Мовсесян, А.М. Ханбекян. Кв. электроника, 12, 2486 (1985).
- 3. А.М. Бадалян и др. Известия АН СССР, сер. физ., 29, 304 (1979).
- 4. А.В.Андреев, В.И.Емельянов, Ю.А.Ильинский. Кооперативные явления в оптике. М., Наука, 1988.
- 5. Нелинейная спектроскопия. Под ред. Н.Бломбергена. М., Мир, 1979.
- Н.М.Померанцев. Физические основы квантовой магнитометрии.
   М., Наука, 1972.
- 7. Б.М.Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы. М., 1968.
- 8. B.Cagnac. Ann. Phys., 6, 467(1960).

### LIGHT-INDUCED MAGNETIC RELAXATION OF RUBIDIUM VAPORS

## R.E. MOVSESSIAN , A.M. KHANBEKIAN

Relaxation of rubidium vapors magnetization via laser radiation is investigated by means of induced e.m.f. signals. It is shown that in the case of rubidium vapors density ~8.10<sup>15</sup> cm<sup>-3</sup> the relaxation time achieves ~3000 mcsec.

УДК 535.621

## НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАТОР ФАБРИ-ПЕРО, ЗАПОЛНЕННЫЙ СЛАБЫМ ФЕРРОМАГНЕТИКОМ

Р.С. АКОПЯН, А.Р. МКРТЧЯН, С.Р. НЕРСИСЯН, Н.В. ТАБИРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 7 июня 1994 г.)

Теоретически исследован нелинейный резонатор Фабри-Перо (РФП), заполненный прозрачным в видимой области слабым ферромагнетиком. С учетом зависимости от температуры как показателя преломления, так и вектора гирации ферромагнетика, получена типичная зависимость пропускания РФП от интенсивности падающего излучения.

Оптически бистабильная система есть одна из тех систем, которые могут проявлять два устойчивых переходных состояния для одной и той же входной интенсивности света. Простейшим примером такого устройства является резонатор Фабри-Перо с оптической ячейкой, заполненной веществом, показатель преломления которого зависит от интенсивности. Такой нелинейный интерферометр может иметь выходвходную характеристику, которая показывает дифференциальное усиление (т.е. выход изменяется быстрее, чем вход), приводящее, т ким образом, к явлению гистерезиса.

В последнее время нелинейные РФП интенсивно исследуются в связи с их интересными свойствами, позволяющими использовать их в качестве бистабильных элементов, ограничителей мощности и т.д. (см., например, [1-4]). Огромный интерес к ним связан также с перспективой создания логических элементов оптических вычислительных устройств.

В настоящей работе предлагается в качестве нелинейного элемента в РФП использовать прозрачные в видимой области слабые ферромагнетики, которые имеют температуру Кюри (Нееля) порядка комнатной [5]. Такие среды обладают собственным магнитным полем, связанным с намагниченностью M соотношением H = rot M, и вектором гирации g, прямо пропорциональным по модулю H.

Пусть линейно поляризованная плоская световая волна падает нормально на РФП, заполненный таким ферромагнетиком. Направление падения выберем в качестве оси z, с единичным вектором е<sub>z</sub>. Вследствие эффекта Фарадея плоскость поляризации световой волны вращается на угол  $\theta$  [6]:

$$\theta = \frac{\omega}{2cn} L(\mathbf{g}\mathbf{e}_z) , \qquad (1)$$

где Ф—частота волны, п—показатель преломления среды, с—скорость света в вакууме, L—длина резонатора. Важно отметить, что при заданном направлении магнитного поля направление вращения плоскости поляризации (по отношению к направлению распространения света k | e₂) при изменении знака k меняется на обратное. Поэтому при обратном прохождении луча в резонаторе вращение плоскости поляризации не компенсируется, как это происходило бы в естественно гиротропных средах, а удваивается. Вследствие этого, выходящие из резонатора соседние интерферирующие лучи помимо разности фаз δ, которую они приобретают безотносительно к эффекту Фарадея, имеют также повернутые поляризации.

Для напряженности электрического поля прошедшей волны получаем:

$$E^{t} = \frac{i}{\sqrt{2}} (1 - R) E_{0} \left[ \frac{e^{-}e^{-i\theta}}{1 - Re^{i(\delta - 2\theta)}} - \frac{e^{+}e^{i\theta}}{1 - Re^{i(\delta + 2\theta)}} \right], \tag{2}$$

где  $E_0 = e_y E_0$ —амплитуда падающей волны,  $e_x$ ,  $e_y$ ,  $e_z$ —орты декартовой системы координат, R—коэффициент отражения зеркал по интенсивности,  $e_{\pm} = (e_x \pm i e_y)/\sqrt{2}$ . Из (2) следует, что на выходе резонатора волна, вообще говоря, является эллиптически поляризованной. В частности, при  $\theta = \pm \pi/2 + 2\pi m$  ( $m = 0; \pm 1...$ ) поляризация волны будет повернута относительно поляризации падающей волны на 90°.

Интенсивность прошедшего излучения I<sup>t</sup> определяется из (2) и равна:

$$I^{t} = \frac{I_{0}}{2} \left[ \frac{1}{1 + \xi \sin^{2}(\theta + \delta/2)} + \frac{1}{1 + \xi \sin^{2}(\theta - \delta/2)} \right], \tag{3}$$

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

где  $I_0$ —интенсивность падающего излучения. Выражение (3) сохраняет свой вид и в более общем случае эллиптически поляризованной падающей волны. Из формулы (3) видно, что выходным излучением резонатора можно управлять не только интенсивностью падающего луча и коэффициентом отражения зеркал, но также температурой и внешним магнитным полем. При этом следует учесть температурную зависимость как показателя преломления, так и вектора гирации ферромагнетика. Для этого представим величины  $\theta$  и  $\delta$  в виде

$$\theta = \theta^{\pi} + \theta^{H\pi}, \ \delta = \delta^{\pi} + \delta^{H\pi},$$
 (4)

где нелинейные фазовые сдвиги  $\theta^{\rm H J}$  и  $\delta^{\rm H J}$  при нагреве ферромагнетика в поле световой волны на величину  $\delta t$  равны

$$\theta^{HJ} = \frac{\omega L}{2cn} \left( \frac{\partial g_z}{\partial T} - \frac{g_z}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \right) \delta T, \quad \delta^{HJ} = \frac{2\omega}{c} L \frac{\partial n}{\partial T} \delta T.$$
 (5)

δТ определяется соотношением

$$\delta T \approx \frac{\alpha \tau}{\rho C_p} I$$
, (6)

где  $\alpha$  (см<sup>-1</sup>)—коэффициент поглощения среды,  $\rho C_p$ —теплоемкость единицы объема среды,  $\tau$ -время тепловой релаксации:  $\tau \approx L^2/\chi \pi^2$ ,  $\chi$ -коэффициент температуропроводности, I—средняя интенсивность волны внутри  $P\Phi\Pi$  и равна

$$I = \frac{1+R}{1-R}I^{t}. \tag{7}$$

Таким образом, значение  $I^t$  определяется большим количеством параметров:  $I_0$ ,  $\theta^{I}$ ,  $\delta^{I}$ ,  $\partial g_z/\partial T$ ,  $\partial n/\partial T$  и т.д. Благодаря этому тепловая нелинейность в РФП приводит к его специфическому поведению, связанному с тем, что он представляет собой как бы привязанные друг к другу два резонатора с разными фазами  $\theta+\delta/2$  и  $\theta-\delta/2$ . При этом зависимость интенсивности прошедшей волны от падающей проявляет бистабильность и многостабильность соответствующим выбором параметров, входящих в  $\theta$  и  $\delta$ . В частности, при изменении интенсивности падающего излучения могут наблюдаться два скачка 168

пропускающей способности РФП вместо одного, имеющего место в обычных нелинейных резонаторах.

Типичный график зависимости  $I^t$  от  $I_0$  показан на рис. для следующих значений параметров:  $R=0,9,\ L=10^{-2}\ cm,\ \omega/c\sim10^5\ cm^{-1},\ n=2,\ g_z=4,\ |\partial n/\partial T|=|\partial g_z/\partial T|\sim10^{-3}\ rpag^{-1},\ \rho C_p=1\ Дж/см^3\ rpag,\ \chi=10^{-3}\ cm^2/c,\ \alpha=50\ cm^{-1}\ [5,7].$  Как видно из рис., при увеличении интенсивности падающего излучения интенсивность прошедшего излучения испытывает скачок сначала при  $I_{10}\approx12\ BT/cm^2$  между состояниями  $I_1\approx0,08\ BT/cm^2$  и  $I_1'\approx0,14\ BT/cm^2$ . Второй скачок происходит при  $I_{20}\approx40\ BT/cm^2$  между уровнями  $I_2\approx0,22\ BT/cm^2$  и  $I_2'\approx0,32\ BT/cm^2$ . При уменьшении  $I_0$  скачки происходят при более низких значениях  $I_0$ : для второго скачка  $I_{20}\approx0,74\ BT/cm^2$ ,  $I_3\approx0,28\ BT/cm^2$ ,  $I_3'\approx0,13\ BT/cm^2$ , а для первого скачка  $I_{10}\approx0,25\ BT/cm^2$ ,  $I_4\approx0,12\ BT/cm^2$ ,  $I_4'\approx0,16\cdot10^{-2}\ BT/cm^2$ .

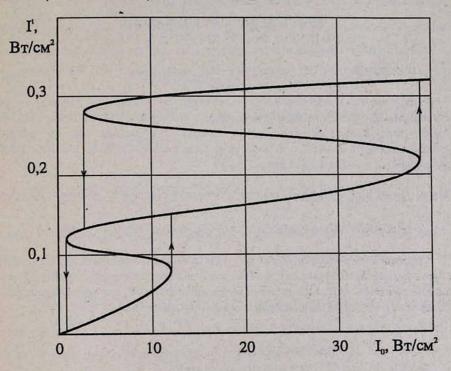


Рис. Типичный график зависимости прошедшего излучения  $I^t$  от интенсивности падающего излучения  $I_0$ . Стрелками показаны направления скачков пропускания РФП при изменении величины  $I_0$ .

таким образом, большое число степеней свободы рассматриваемого нами типа нелинейного РФП может сделать его весьма интересным для практических приложений.

## литература

1. T.Bishofberger, I.R.Shen. Phys. Rev., A19, 1168 (1979).

and the starting and the first representation

- 2. E.Abraham, S.D.Smith. Rep. Prog. Phys., 45, 815 (1982).
- Р.С.Акодян, Б.Я.Зельдович, Н.В.Табирян. Письма в ЖТФ, 9, 464 (1983).
- 4. X.Гиббс. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М., Мир, 1988, 518 с.
- 5. R. Wolfe, A.G. Kurtzig, R.C.Le Craw. J. Appl. Phys., 41, 1218 (1970).
- 6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982, 620 с.
- 7. Ю.М. Федоров, А.А.Лексиков, А.Е.Аксенов. ФТТ, 26, 220(1984).

#### ԹՈՒՅԼ ՖԵՌՈՄԱԳՆԻՍՈՎ ԼՑՎԱԾ ՈՉ–ԳԾԱՅԻՆ ՖԱԲՐԻ–ՊԵՐՈՅԻ ՌԵՋՈՆԱՏՈՐ

Ռ.Ս. ≺ԱԿՈԲՅԱՆ, Ա.Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, U.Ռ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Ն.Վ. ԹԱԲԻՐՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է տեսանելի տիրույթում թափանցիկ թույլ ֆեռոմագնիսով լցված ոչ–գծային Ֆաբրի–Պերոյի ռեզոնատորը (ՖՊՌ)։ <աշվի առնելով ինչպես ֆեռոմագնիսի բեկման ցուցիչի, այնպես էլ գիրացիայի վեկտորի կախումը ջերմաստիձանից, ստացված է ՖՊՌ–ի բացթողման հատկանշական կախումը ընկնող ձառագայթման ինտենսիվությունից։

#### NONLINEAR FABRY-PEROT RESONATOR FILLED BY WEAK FERROMAGNET

#### R.S. AKOPYAN, A.R. MKRTCHYAN, S.R. NERSISYAN, N.V. TABIRYAN

Nonlinear Fabry-Perot resonator filled by transparent weak ferromagnet in visible range was investigated theoretically. Taking into account the temperature dependence of refractive index as well as the vector of ferromagnet's giration, the typical dependence of transparency of FPR on incident radiation intensity was found.

of the first transfer and the second second

I special a constant to the second

1. 14111 ... 155

УДК 621.382.01

## О КОРРЕКТНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ЛАНЖЕВЕНА В НИЗКОЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ

Ф.В. ГАСПАРЯН, С.В. МЕЛКОНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 июля 1994 г.)

Рассмотрены вопросы корректности использования в области низких частот метода расчета шумов Ланжевена, выявлены некоторые особенности и даются пределы применимости этого метода.

#### 1. Введение

Реализация случайной функции  $\xi(t)$  обычно [1] обозначается через  $\xi^{(k)}(t)$ , где k—порядковый номер реализации. Детерминированный процесс имеет одну единственную реализацию. Для заданного значения времени t среднее по множеству реализаций определяется как [2]

$$\langle \xi^{(k)}(t_1) \rangle = \lim_{N \to \infty} (\sum_{k=1}^{N} \xi^{(k)}(t_1)) / N$$
, (1)

где левая сторона не зависит от k, N—число реализаций. В общем случае при  $t_1 \neq t_2$ 

$$\langle \xi^{(k)}(t_1) \rangle \neq \langle \xi^{(k)}(t_2) \rangle$$
. (2)

Корреляционная функция тесно связана с понятием спектра:

$$B(\iota_1, t_2) = \langle \xi^{(k)}(t_1) \cdot \xi^{(k)}(t_2) \rangle . \tag{3}$$

Для ограниченного круга явлений усреднения по большому числу реализаций в моменты времени  $\mathbf{t}_1$  и  $\mathbf{t}_2$  могут быть идентичными, для них

 $\langle \xi^{(k)}(t) \rangle = \langle \xi^{(k)}(0) \rangle = \text{const}; \langle \xi^{(k)}(t_1) \cdot \xi^{(k)}(t_2) \rangle = B(\tau), \ \tau = t_2 - t_1$ . (4) Такой процесс называется стационарным случайным процессом (СП), для него корреляционная функция не зависит от времени.

Среднее по времени от функции  $\xi^{(k)}(t)$ , как обычно,

$$\overline{\xi^{(k)}(t)} = \lim_{T_0 \to \infty} \frac{1}{2T_0} \int_{-T_0}^{T_0} \xi^{(k)}(t) dt , \qquad (5)$$

THE REAL PROPERTY OF THE PROPERTY OF THE PROPERTY OF

где  $T_0$ —интервал усреднения, а левая сторона не зависит от t, но может зависеть от k. Эргодичность системы устанавливает независимость среднего значения СП от k и t

$$\langle \xi^{(k)}(t) \rangle = \overline{\xi^{(k)}(t)}$$
 (6)

Требование независимости (6) от t показывает, что необходимым условием эргодичности является стационарность СП. Однако стационарность еще не достаточное условие эргодичности.

Таким образом:

- а) Временное среднее реализации  $\xi^{(k)}(t)$  есть постоянная составляющая данной реализации, которая для неэргодического СП зависит от индекса k.
- б) Временная корреляционная функция реализации  $\xi^{(k)}(t)$

$$\Gamma^{(k)}(\tau) = \overline{\xi^{(k)}(t)} \cdot \xi^{(k)}(t+\tau) = \lim_{T_0 \to \infty} \frac{1}{2T_0} \int_{-T_0}^{T_0} \xi^{(k)}(t) \xi^{(k)}(t+\tau) dt$$
 (7)

зависит от k и t для стационарного СП и для эргодического процесса зависит только от t.

#### 2. Обсуждение процедуры вычисления шумов методом Ланжевена

Рассмотрим метод вычисления шумов Ланжевена. Вычисление спектральной плотности шумов (СПШ) обычно сводится к следующему /21:

а) Составляется уравнение Ланжевена

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -R(n,p) + G(n,p) + r(t) , \qquad (8)$$

где R и G — темпы рекомбинации и генерации электронов, п и р— концентрации электронов и дырок, г(t)—случайные потоки, связанные со случайным характером генерационно-рекомбинационных процессов. В (8) не учтено пространственное перемещение носителей заряда, не влияющее на общность рассматриваемых ниже вопросов. Для простоты и наглядности рассматривается ланжевеновское уравнение непрерывности для электронов.

Одна из причин флуктуации числа носителей  $\Delta n(t)$  связана с малыми отклонениями заселенностей различных энергетических уровней от их

средних значений  $\langle n \rangle$ . Приняв  $\Delta n(t) = n(t) - \langle n \rangle$ , можно линеаризовать эту систему и получить уравнение для  $\Delta n$ :

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau} + r(t) , \qquad (9)$$

где т-время жизни электронов при излучательной рекомбинации.

б) Производится разложение ∆п в ряд Фурье в интервале 0≤t≤T:

$$\Delta n_{T}(\omega) = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} \Delta n(t) e^{-i\omega t} dt , \qquad (10)$$

и СПШ флуктуирующей величины  $\Delta n(t)$  определяется по формуле

$$S_{n}(\omega) = \lim_{T \to \infty} \langle 2T \Delta n_{T}(\omega) \cdot \Delta n_{T}^{*}(\omega) \rangle . \tag{11}$$

Хорошо известно [1,2], что

$$B(0) = \langle \Delta n^{2}(t) \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{n}(\omega) d\omega . \qquad (12)$$

Из выражений (9)-(11) легко получить общейзвестное выражение для  $S_n(\omega)$  (см. также [2,3]):

$$S_{n}(\omega) = S_{r}(\omega) \frac{\tau^{2}}{1 + (\omega \tau)^{2}} , \qquad (13)$$

где S<sub>r</sub>(ω)—спектр ланжевеновских источников.

Ниже представлены некоторые, на наш взгляд, важные детали вычисления СПШ на основе точных понятий теории флуктуации.

2.1. Рассмотрим, например, шумы в полупроводниках, связанные с флуктуациями скоростей генерации и рекомбинации типа зона-зона. Для излучательной рекомбинации и тепловой генерации носителей заряда в собственном полупроводнике считается [3], что

$$R=\alpha n^2$$
;  $G=const$ , (14)

где а-коэффициент излучательной рекомбинации.

Из (8) и (14) для k-ой реализации имеем

$$\frac{\partial n^{(k)}}{\partial t} = -R^{(k)} + G^{(k)} + r^{(k)}(t) = -\alpha \cdot (n^{(k)})^2 + G^{(k)} + r^{(k)}(t) . \tag{15}$$

Усреднив по реализациям, получим

$$-\langle R^{(k)}\rangle + \langle G^{(k)}\rangle = 0; \quad -\alpha \langle (n^{(k)})^2\rangle + \langle G^{(k)}\rangle = 0 , \qquad (16)$$

поскольку для стационарного СП  $\langle n^{(k)}(t) \rangle = n_{cp} = const$ , а  $\langle r^{(k)}(t) \rangle = 0$  по определению. Приняв в общем случае

 $R^{(k)}(t) = \langle R^{(k)}(t) \rangle + \Delta R^{(k)}(t); G^{(k)}(t) = \langle G^{(k)}(t) \rangle + \Delta G^{(k)}(t); n^{(k)}(t) = n_{cp} + \Delta n^{(k)}(t)$  из уравнения (16) с учетом (12) и (15) получим:

$$\frac{\partial \Delta n^{(k)}(t)}{\partial t} = -2\alpha n_{cp} \Delta n^{(k)}(t) - \alpha (\Delta n^{(k)}(t))^2 + \frac{\alpha}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_n(\omega) d\omega + \Delta G^{(k)} + r^{(k)}(t).$$
(18)

Поскольку  $\Delta G^{(k)}(t)=0$ , линеаризируя (18) для выбранной модели рекомбинации (14), получим

$$\frac{\partial \Delta n^{(k)}(t)}{\partial t} = -2\alpha n_{cp} \Delta n^{(k)}(t) + \frac{\alpha}{4\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S_n(\omega) d\omega + r^{(k)}(t) . \tag{19}$$

Уравнение (19) существенно отличается от (9): усредняя обе части (9) по k, получим 0=0, усреднение (19) дает 0=0+A+0, где  $A = \frac{\alpha}{4\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S_n(\omega) d\omega$  есть постоянное число. Равновесие в (19) нарушено. Для идентификации (19) с (9) необходимо пренебречь числом A. Не ясны предпосылки пренебрежения этим числом.

Используя уравнение (19) с нарушенным балансом, получим для  $S_n(\omega)$ :

$$S_n(\omega) = [S_r(\omega) + A^2 \delta^2(\omega)] \frac{\tau^2}{1 + (\omega \tau)^2},$$
 (20)

и следовательно,  $S_n(0) \to \infty$ , что непонятно с физической точки зрения, но согласуется с результатами экспериментов по 1/f-шуму. В (20)  $\delta(\omega)$ — дельта-функция. Для выхода из такого положения можно предположить, что уравнение (19) неверно. Может быть рано произведена линеаризация уравнения (18)? Применение Фурье-преобразования перед линеаризацией связано с проблемой наличия квадратичного члена  $(\Delta n^{(k)}(t))^2$ , поскольку  $(\Delta n^{(k)}(t))^2$  фурье сост.  $\neq (\Delta n^{(k)}(\omega))^2$ . Заметим также,

что уравнения (9) и (18) приводят к разным уравнениям для корреляционной функции. Из (9) получается

$$\frac{\partial^2 B(t_1, t_2)}{\partial t_1 \partial t_2} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\partial B(t_1 t_2)}{\partial t_1} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\partial B(t_1 t_2)}{\partial t_2} + \frac{1}{\tau^2} \cdot B(t_1, t_2) = B_r , \qquad (21)$$

$$\frac{\partial^2 B(t_1, t_2)}{\partial t_1 \partial t_2} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\partial B(t_1 t_2)}{\partial t_1} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\partial B(t_1 t_2)}{\partial t_2} + \frac{1}{\tau^2} \cdot B(t_1, t_2) = B_r + A^2 . \tag{22}$$

Разница между (21) и (22) очевидна.

Из вышесказанного ясно, что даже если бы линеаризовать (18) так, чтобы сохранялся баланс (т.е. получить "балансированное" уравнение (19)), все же можно ожидать особенности на СПШ.

2.2. Вновь рассмотрим уравнение непрерывности электронов (15). В нефлуктуирующей системе (r=0) в стационарном случае  $\left(\frac{\partial n}{\partial t} = 0\right)$  под величиной п подразумевается обычно ее стационарное значение n=n<sub>ст</sub>. Тогда из (15) и (16) соответственно имеем

$$G=\alpha n_{cr}^2$$
, (23)

$$-\alpha(\langle \mathbf{n}^{(k)} \rangle)^2 - \alpha\langle (\Delta \mathbf{n}^{(k)})^2 \rangle + \langle \mathbf{G}^{(k)} \rangle = 0.$$
 (24)

Исключив  $\langle G^{(k)} \rangle$  из (23) и (24) с учетом того, что G=const, получим

$$n_{co}^2 + \langle \Delta n^2 \rangle = n_{cr}^2 . \tag{25}$$

Формула (25) указывает на важное обстоятельство:  $n_{cp} \neq n_{cr}$ . Отметим, что во всех известных нам работах по вычислению СПШ как бы априори полагается  $n_{cp} = n_{cr}$  (см., например, [2-4]). Таким образом, при вычислении СПШ, когда с целью линеаризации применяется подстановка (17), под величиной среднего значения концентрации необходимо подразумевать не  $n_{cr}$ , а

$$n_{\rm ep} = n_{\rm cr} \left( 1 - \frac{\langle \Delta n^2 \rangle}{n_{\rm cr}^2} \right)^{1/2}.$$

Для использования условия  $n_{cp} = n_{c\tau}$  необходимо выполнение не столь уж очевидного неравенства

$$\frac{1}{4\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} S_n(\omega) d\omega << n_{cr}^2 . \tag{26}$$

2.3. При исследовании флуктуационных явлений эффективным математическим методом является Фурье-анализ [1-3]. Однако непосредственное применение метода Фурье невозможно по следующим причинам:

- анализ Фурье применяется для периодических явлений, в то время как флуктуации являются апериодическими процессами;
- коэффициенты Фурье для данного процесса не всегда ограничены и могут существовать частоты, для которых они обращаются в бесконечность.

Преодолеваются эти проблемы следующими способами [1]:

- а) Из апериодической функции п(t) строится новая функция п'(t) с периодом 2Т и уже к этой новой функции применяется Фурье-анализ.
- б) Для обеспечения сходимости коэффициентов Фурье в теории флуктуации обычно рассматривается не сама функция n(t), а ее "флуктуация"  $\Delta n_1(t) = n(t) \overline{n(t)}$ , так что для Фурье-анализа необходимым является условие равенства нулю временного среднего.

Как указывалось выше для стационарных процессов флуктуация  $\Delta n^{(k)}(t)$  представляет собой разность  $n^{(k)}(t) - \langle n^{(k)}(t) \rangle$ , где усреднение проводится по реализациям. Таким образом, спектральная плотность или корреляционная функция определяется и вычисляется для величины  $\Delta n^{(k)} = n^{(k)}(t) - \langle n^{(k)}(t) \rangle$ , а Фурье-анализ применим только к величине  $\Delta n^{(k)}_1 = n^{(k)}(t) - \overline{n^{(k)}(t)}$ . В общем случае  $\langle n^{(k)}(t) \rangle \neq \overline{n^{(k)}(t)}$  (Знак равенства имеет место только для эргодических процессов). Тогда получим

 $\left\langle \Delta n_{1}^{(k)}(\omega) \cdot \Delta n_{1}^{(k)*}(\omega) (\omega^{2} + 4\alpha^{2}(\overline{n^{(k)}})^{2}) \right\rangle = S_{r}(\omega) + \left\langle \delta^{2}(\omega) (G^{(k)} - \alpha(\overline{n^{(k)}})^{2} \right\rangle.$  (27) При вычислениях СПШ необходимо в уравнении (27) от величины  $\Delta n_{1}^{(k)}$  перейти к  $\Delta n^{(k)}$ , а к усреднениям надо проявлять осторожность, поскольку временное среднее  $\overline{n^{(k)}(t)}$  зависит от номера "k". Из вышесказанного имеем

 $\left<\Delta n_1^{(k)}\right> = 0$ ,  $\overline{\Delta n^{(k)}(t)} = \Delta n^{(k)}(\omega = 0)$ ,  $\Delta n_1^{(k)}(t) = \Delta n^k(t) + n_{cp} - \overline{n^{(k)}}$ . (28) Следовательно,

$$\Delta n_1^{(k)}(\omega) = \Delta n^{(k)}(\omega) - \Delta n^{(k)}(\omega = 0) \cdot \delta(\omega) . \tag{29}$$

Используя (28) и (29), из уравнения (27) можно получить выражение для СПШ  $S_n(\omega)$ .

#### 3. Заключение

Результаты вычислений СПШ методом Ланжевена хорошо описывают опытные данные, особенно на средних и высоких частотах. В настоящей работе проанализированы некоторые существенные особенности метода

Ланжевена при расчетах на низких частотах (на примере расчета СПШ в полупроводниках с излучательной рекомбинацией, для которого на основе общих рассуждений получено обобщенное выражение (20)). Последнее существенно отличается от известных в литературе выражений типа (13). Наличие в (20) б-функции указывает на то, что коррекция уравнения (13) имеет место в основном в НЧ области спектра. Предварительное предположение, что поправка в (20) связана с нарушением очередности линеаризации и Фурье-анализа, опровергается нетождественностью уравнений (21) и (22). Неопределенность  $S_n(0) \rightarrow \infty$ , возможно, следует устранить совершенствованием моделей рекомбинации. Следует изучить правомерность условия  $\Delta G^{(k)} = 0$ . Определено условие применимости равенства п = п Поскольку в НЧ области обычно превалирует шум со спектром I/f, то условие (26) может сильно нарушиться. Для стационарных СП, особенно при очень низких частотах, с уравнением Ланжевена надо обращаться осторожно и отличать величину SAn. от SAn.

Авторы выражают благодарность профессору Вл.М.Арутюняну за полезные обсуждения и интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Бендат. Основы теории случайных процессов и ее применения. М., Наука, 1965. 2. А. Ван дер Зил. Флуктуационные явления в полупроводниках. М.,

ИЛ., 1961.

3. Н.Б. Лукьянчикова. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., Радио и связь. 1990.

4. C. Huang, A. Van der Ziel. Physica, 78, 220 (1974).

#### ON THE CORRECTNESS OF THE LANGEVIN METHOD APPLICATION IN THE LOW-FREQUENCY REGION

#### F.V. GASPARYAN, S.V. MELKONYAN

The question of the correctness of the noises Langevin calculation method using in the low-frequency region is considered. Some peculiarities are revealed and application limits of this method are given as well.



УДК 551.594.221

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ВЫСОТЫ И ДЛИНЫ ТРАЕКТОРИИ АТМОСФЕРНОГО ВОЛНОВОДА ДЛЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Р.П. БАБЕРЦЯН, Ж.Б. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 мая 1994 г.)

В работе обсуждается возможность определения параметров приводного волновода - таких, как длина траектории и высота волновода, с помощью исходных параметров - высоты местности над уровнем моря, на котором установлена антенна радиосистемы, и углов визирования.

#### 1. Введение

Разработка дистанционных радиофизических методов, основанных на анализе параметров микроволнового теплового излучения атмосферы для "малых" и "скользящих" углов визирования, обеспечивающих определение условий возникновения приземного волновода, имеет большую практическую ценность (особенно для радиоинженеров) и научный интерес. Это связано с тем, что заранее возможно определить условия распространения микрорадиоволн. Это важно для мощных передатчиков, как, например, активных радиолокаторов или систем радиосвязи, тем самым обеспечивая прогноз дальности и надежности их работы [1]. Можно также определить расстояния, на которых излучающий объект может быть обнаружен средствами радиоразведки.

Насколько нам известно, возможность определения параметров приземного волновода радиометрическим методом впервые обсуждается в работе [2].

В этой статье предлагается метод определения длины и высоты приземного волновода, выраженных через высоту местности, на которой установлена антенна, и углы места визирования радиолуча. Расчеты параметров волновода (высота и длина траектории) приведены для разных рефракционных условий, обеспечивающих образование приводного волновода.

Когда скорость изменения показателя преломления воздуха с высотой (т.е. градиент N=(n-1)·10<sup>6</sup> по высоте) меньше -157 N ед./км, говорят, что у поверхности земли существуют волноводные условия. В условиях сверхрефракции (волноводные условия) некоторые лучи могут подвергаться захватыванию и направляться внутрь атмосферного волновода. Сверхрефракционная ситуация, вызванная разными синоптическими условиями, приводит к замиранию напряженности (падение мощности радиосигнала ниже некоторого определенного уровня) на радиотрассах в пределах горизонта, поскольку происходит искажение или дефокусировка диаграммы направленности антенны передатчика вдоль каждой радиотрассы. В литературе имеется общирный материал об изучении замираний радиосигнала на трассе прямой видимости, вызванных приземными слоями сверхрефракции [3,4].

## 2. Расчет параметров атмосферного волновода, когда антенна приемника расположена над уровнем моря

Расчеты параметров атмосферного приземного волновода приводятся в предположении наличия горизонтально-сферической слоисто-однородной атмосферы, полагая, что коэффициент преломления воздуха п зависит от высоты h над подстилающей поверхностью и не зависит от других координат.

В действительности модель горизонтально слоисто-однородной атмосферы осуществляетса крайне редко, поскольку атмосфера подвержена непрерывному влиянию метеорологических факторов. Слоистость атмосферы, вызванная разными синоптическими условиями, приводит к возникновению атмосферной сверхрефракции.

Вводя обозначения, как показано на рис. 1а, получим связь элемента длины траектории dl и угла  $\theta$ , под которым радиолуч пересекает сферическую поверхность r=const :

$$dl = \frac{dh}{\sin\theta} = \frac{dh}{\sqrt{1 - \cos^2\theta}} . \tag{1}$$

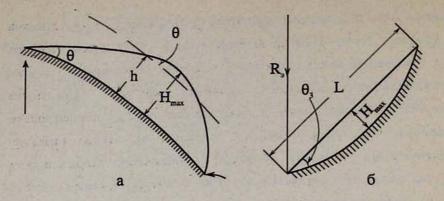


Рис.1. а) Вид траектории радиолуча при волноводном распространении радиоволн.
б) Вид эквивалентной формы Земли при сверхфракции.

Учитывая закон Снеллиуса для сферически слоисто-однородной атмосферы

$$rncos\theta = R_3 n_s cos\theta_3$$
, (2)

где  $n_3$ —коэффициент преломления атмосферы у поверхности Земли,  $R_3$ —радиус земного шара,  $\theta_3$ —угол относительно горизонта, под которым направлена антенна приемника (угол визирования антенны), установленная на поверхности Земли,

$$L = \int dl = 2 \int_{0}^{H_{\text{max}}} \frac{dh}{\sqrt{1 - \frac{n_3^2 R_3^2 \cos^2 \theta_3}{(R_3 + h)^2 n^2(h)}}},$$
 (3)

где H<sub>max</sub>—максимальная высота траектории радиолуча (высота волновода).

Максимальную высоту волновода  $H_{max}$  можно определить из следующего условия: в точке максимума угол визирования радиолуча  $\theta$ =0 (рис. 16). Учитывая последние соображения, выражение (2) примет вид:

$$(R_3 + H_{\text{max}})n(H_{\text{max}}) = R_3 n_3 \cos \theta_3. \tag{4}$$

Задачу можно упростить, вводя градиент коэффициента преломления и полагая его постоянство до высоты  $H_{\text{max}}$ :

$$n(h) = n_3 + \frac{dn}{dh}h . (5)$$

В этом случае используется классический метод расчета влияния атмосферы на поведение распространения радиоволн с учетом введения эквивалентного радиуса Земли  $R_s = kR_s$ , где k—коэффициент эффективного радиуса. В этом методе [5] предлагается увеличение радиуса Земли по сравнению с действительным, так, что относительная кривизна луча и Земли остается той же самой. Таким образом, появляется возможность представить траектории радиолучей в виде прямых линий. Этот метод расчета атмосферной рефракции допускает существенное упрощение во многих практических задачах инженерного расчета распространения радиоволн.

Связь эффективного радиуса Земли с градиентом показателя преломления dn имеет вид

$$\frac{1}{R_a} = \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_a} \frac{dn}{dh} \,. \tag{6}$$

Следует отметить, что при условиях сверхрефракции  $\frac{1 \, dn}{n \, dh} > \frac{1}{R_s}$ 

эквивалентный радиус Земли является отрицательной величиной (формула 6). Поэтому эквивалентная форма Земли при условиях сверхрефракции будет вогнутой (рис. 16).

Как известно, переход к эквивалентному радиусу Земли является линейным приближением индекса рефракции, которое с достаточной для практики точностью описывает параметры траектории радиолуча.

В рамках линейного приближения выражение (3) можно упростить:

$$L = -2R_{3}\sin\theta_{3} = 2\sin\theta_{3} \left(\frac{1}{R_{3}} + \frac{1}{n_{3}}\frac{dn}{dh}\right)^{-1}.$$
 (7)

В концепции эквивалентного радиуса Земли максимальная высота волновода выражается формулой

$$H_{\text{max}} = R_{3}(\cos\theta_{3} - 1) = \left(\frac{1}{R_{3}} + \frac{1}{n_{3}} \frac{dn}{dh}\right)^{-1} (\cos\theta_{3} - 1)$$
 (3)

На рис. 2а и 26 представлены результаты машинных расчетов зависимости длины траектории радиолуча  $L(\theta)$  и максимальной высоты траектории  $H_{max}(\theta)$  от угла места  $\theta$  при различных значениях градиента индекса рефракции.

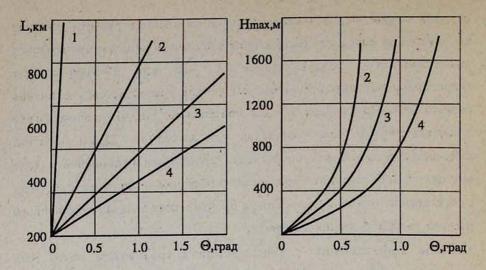


Рис. 2. а) Зависимость длины траектории радиолуча L от угла визирования  $\theta$ , б) Зависимость максимальной высоты волновода H от угла места  $\theta$ .

### 3. Расчет параметров волновода при расположении антенны на некоторой высоте над уровнем моря

В случае, если антенна приемника расположена на некоторой высоте  $H_0$  над уровнем моря, соотношение для максимальной высоты волновода  $H_{\max}$  приобретает вид

$$H_{\text{max}} = R_{9}(\cos\theta_{0} - 1) + H_{0}\cos\theta_{0} , \qquad (9)$$

где  $\theta_0$ —местный угол визирования.

Длина траектории волновода для первого отражения от поверхности Земли также изменяется и для строгих вычислений может быть рассчитана из соотношения

$$L = \int_{H_0}^{H_{max}} \frac{dh}{\sqrt{1 - \frac{(R_3 + H_0)^2 n^2 (H_0) \cos^2 \theta_0}{(R_3 + h)^2 n(h)}}} + \int_{0}^{H_{max}} \frac{dh}{\sqrt{1 - \frac{(R_3 + H_0)^2 n^2 (H_0) \cos^2 \theta_0}{(R_3 + h)^2 n(h)}}}$$

(10)

При линейном приближении с использованием эквивалентного радиуса Земли выражение для расчетов величины L может быть упрощено:

$$L = -(R_s + H_0)\sin\theta_0 - R_s\sin\theta_1, \qquad (11)$$

где θ-угол, дополнительный к углу падения радиолуча на поверхность Земли.

Учитывая, что

$$(R_s + H_0)\cos\theta_0 = R_s\cos\theta$$
,

выражение (11) приведем к виду

$$L = -(R_{3} + H_{0})\sin\theta_{0} - R_{3}\sqrt{1 - \frac{(R_{3} + H_{0})^{2}}{R_{3}^{2}}\cos^{2}\theta_{0}}.$$
 (12)

В соотношениях (9) и (12) высота волновода  $H_{max}$  и длина его траектории L определяются исходными параметрами - высотой местности радиосистемы  $H_0$  и углом места визирования  $\theta_{\pi}$ .

Из экспериментальных данных следует, что высота слоя, в котором выполняются условия сверхрефракции, не бывает выше одного километра. На рис. 2а наглядно иллюстрируется диапазон возможных углов визирования  $\theta$ , при которых распространение микрорадиоволнового излучения будет соответствовать условиям приземного волновода. Очевидно, что условие волноводного распространения зависит от градиента коэффициента преломления и диапазона углов места  $\theta$  для реальной атмосферы, а условия, удовлетворяющие сверхрефракции, заключены в пределах  $0-1^0$ .

Авторы выражают благодарность проф. О.С. Ерицяну за ценные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.Е.Башаринов, Л.Г.Тучков, В.М.Поляков, Н.И.Ананов. Докл. на первой Всесоюзной конференции по радиометеорологии. Фрунзе, 1972.
- 2. А.Г.Горелик, Ж.Б. Хачатрян. XV Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Алма-Ата, 1987.
- 3. W.L.Price. Proc. Phys. Soc., 61, 59 (1948).
- 4. F.Ikezami. IRE Trans., Ant. Prop., AP-7, 252 (1959).
- 5. A.C.Schellend, C.R. Burrows, E.V. Ferrell. Proc. IRE, 21, 427 (1933).

## DETERMINATION OF MAXIMAL HEIGTH AND LENGTH OF TRAJECTORY OF THE ATMOSPHERIC WAVEGUIDE FOR MICROWAVE RADIATION

#### R.P. BABERTSIAN, Zh.B. KHACHATRIAN

A method is offered which makes possible to determine the height and trajectory distance of the near-water atmospheric waveguide.

## МЕХАНИЗМ ЗАРЯЖЕНИЯ ОБЛАЧНЫХ ЧАСТИЦ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ РАЗЛИЧИЕМ ХИМИЧЕСКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ

#### Г.Г. БАХШЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 июля 1994 г.)

Предложен механизм заряжения облачных частиц, при котором нет необходимости в наличии внешнего сильного электрического поля. Для зарядки облачных частиц достаточно, чтобы облака находились в термодинамически неустойчивом, многофазномногодисперсном состоянии. Представлена математическая модель электроемкости систем облачных частиц и описан процесс их зарядки. Проведены численные оценки.

#### Введение

Непосредственные измерения параметров грозовых облаков показывают, что существенная часть капель (радиусом менее 500 мкм) несет заряд, близкий к предельно максимальным релеевским значениям:  $Q_{\rm пред} \sim 16\pi\sigma r^3$ , где  $\sigma$ —поверхностное натяжение воды, г—радиус капли [1]. Есть предположение, что капли приобретают такой заряд при прямом взаимодействии со стремиром во внешнем интенсивном электрическом поле грозового облака [2,3].

В теоретическом плане на современном этапе существуют два типа механизма электризации частиц в облаке: ионное заряжение - заряжение частицы за счет избирательного захвата им ионов среды, и контактное заряжение, возникающее при разрыве временного контакта частиц, карактеризуемое различными физико-химическими свойствами [4-9]. Теория ионно-диффузионного заряжения при наличии внешнего электрического поля развивалась, в основном, в работах [4,5,6]. Теория контактного заряжения, возникающая при отскоках облачных капель при наличии внешнего электрического поля рассмотрена в работах [7,8,9].

Наблюдением установлено, что в облачных средах, состоящих из однофазных и слабодисперсных частиц, значение электроактивности 184 достаточно низко. Наряду с этим, учитывая, что в природе, как правило, повышенное значение электроактивности возникает только в таких облачных средах, чьи частицы обладают свойствами многофазности (пар-капля-переохлажденная капля-кристаллики-градины различной формы и модификации), многодисперсности (частицы и капли широкого спектра размеров и различной геометрической формы), и облака в целом находятся в термодинамически неустойчивом состоянии (с наличием кучеобразности и многослойности, турбулентных потоков в них, градиентов давления и температуры, глубокопереохлажденных метастабильных капель, чьи термодинамические параметры в свою очередь обладают свойством сингулярности и разрыва, фазового перехода второго рода и т.п.), мы пришли к следующему выводу:

Наряду с вышензложенными возможностями электризации облачных сред есть и другая, связанная с внутренними физико-составными свойствами облачной среды как аномально многодисперсионной, многокомпонентной гетерогенной системы. Особые экстраординарные свойства таких систем как активных источников электрических и других физических полей впервые описаны в теоретических исследованиях проф. С. Баласаняна [10]. Используя представления [10], развитые им для геологической среды, вполне разумно ожидать, что и в облачных средах возникновение интенсивного электрического поля является, скорее всего, не причиной заряжения частиц, а наоборот, ее следствием. То есть разноименно заряженные облачные частицы образуют многоступенчатую электроемкость (электроемкость, образованную между соседними каплями, между облачными слоями, между облачными кучами, между соседними облаками и, наконец, между облаками и безоблачным влажным пространством), электрическое поле которой и ответственно за наблюдаемую напряженность, приводящую к развитию грозовых процессов в облаках.

После этого остается открытым следующий основной вопрос. Если определяющим фактором элементарной электризации облачных частиц не является внешнее электрическое поле, то какие внутренние и (или) внешние физические, физико-химические факторы заставляют облачные частицы избирательно (по знаку) заряжаться до предельно максимального релеевского значения.

Оказывается, что аномально высокая разность химических потенциалов, возникшая между облачными частицами и паром, и образование многоступенчатой взаимной электроемкости в облачных средах в определенном термодинамически неустойчивом или метастабильном состоянии облачных частиц могут достигать такого уровня, что процессы предельной максимальной зарядки станут вынужденным следствием.

Идея предложенного механизма заключается в следующем:

Облачная среда при эволюции непрерывно модифицирует свою внутреннюю физическую структуру и конструкцию. В тех случаях, когда распределение частиц в облаках характеризуется многодисперсностью и многофазностью, то значения свободной энергии Гиббса или химических потенциалов частиц должны эффективно отличаться друг от друга. Следовательно, возникнет контактная разность электрического потенциала между частицами и паром. Если пар находится в перенасыщенном состоянии, то знак разности химического потенциала между фазами пар-частица положителен и меняется на противополжный при таком режиме, когда пар переходит в состояние недонасыщения [11]. Из этого следует, что облачные частицы в режиме испарения охотно (в первую очередь) эмиттируют положительные ионы, а при конденсации в первую очередь от паров присоединяют отрицательные ионы.

Заметного усиления этого фактора можно ожидать от глубоко переохлажденных капель, когда последние находятся в высоком метастабильном сотоянии, где все термодинамические величины среды приобретают свойства сингулярности (т.е. высшие производные параметров отличны от нуля) или претерпевают фазовый переход второго рода [12,13]. При переохлаждении водной капли разрываются водородные связи [12,14]. Разрыв водородной связи (межмолекулярной, частично и внутримолекукярной) сопровождается образованием ионов Н<sup>+</sup> и (ОН)<sup>-</sup>. Они избирательно участвуют в процессе испарения в

зависимости от знака разности химического потенциала парпереохлажденная капля. Разные участки облаков, расположенных на разных высотах, находятся в различных термодинамических условиях, и следовательно, процессы зарядки частицы в этих зонах должны протекать тоже избирательно (по знаку). Таким образом, многократное повторение процессов конденсация-испарение-конденсация глубокопереохлажденных капель сопровождается спонтанной зарядкой этих частиц. С другой стороны, образовавшаяся взаимная электроемкость принуждает к избирательному захвату или эмиссии ионов при вышеуказанном фазовом превращении. При этом термодинамическая энергия облачной среды частично самопроизвольно превращается в электрическую. Одно из основных различий предложенной модели от существующих [1-9] заключается в следующем: несмотря на то, что при моделировании процесса элементарной электризации облачных частиц понятие взаимной электроемкости в работах [1-9] играло ключевую роль, их авторы пренебрегали вкладом существующей, так называемой многоканальной взаимной электроемкости. Дело в том, что каждая пробная частица одновременно образует взаимную электроемкость со всеми соседями, химические потенциалы которых отличны от химических потенциалов пробных частиц. Фактор многоканальности особенно эффективен в тех облаках, которые обладают следующими свойствами: многодисперсностью, многофазностью и наличием различных термодинамических состояний в разных частицах облаков.

Ради ясности добавим, что при вышепроведенном анализе мы учли тот факт, что термодинамически неустойчивое состояние возникает как в облачной среде в целом, так и, в частности, внутри глубокопереохлажденных капель, чьи термодинамические параметры приобретают свойства сингулярности и фазового перехода второго рода [12,13]. Определенный интерес представляет тот факт, что переохлажденные водяные капли по мере переохлаждения скачком увеличивают свою теплоемкость, разрываются водородные связи, величина которых чувствительно зависит от размеров капли, от

давления облачных сред и количества имеющихся в них примесных элементов [13]. Увеличение значения теплоемкости отдельных капель приводит к резкому увеличению значения энтропии системы и, в конечном счете, свободной энергии Гиббса, тем самым создавая благоприятные условия для увеличения значения разности энергии химических потенциалов соседних капель. Таким образом, в термодинамически неустойчивом состоянии могут находиться как отдельные участки облачных сред, так и отдельные переохлажденные облачные капли. Таким способом возникший широкий спектр электрохимических потенциалов, имевший место между облачными частицами, обеспечивает процесс образования так называемых многоканальных взаимных электроемкостных систем. Пробная i-ая частица одновременно образует взаимные электроемкости со всеми соседними частицами, чьи значения потенциала отличаются от пробной.

#### Моделирование процесса зарядки

Сначала, не прибегая к глубокому анализу физических процессов, приводящих к различному значению свободной энергии Гиббса на частицах (разбор этого вопроса следует ниже), представим аналитическую форму описания заряжения облачных частиц.

Количество зарядов в отдельных каплях только в линейном приближении (без учета вклада многоступенчатости и вклада многократного индуцирования изображенных зарядов, имевшего место между соседними каплями при образовании взаимной электроемкости), следуя [15], может быть представлено в виде:

$$q_{1} = C_{11}\phi_{1} + C_{12}(\phi_{2} - \phi_{1}) + ... + C_{1n}(\phi_{n} - \phi_{1})$$

$$q_{2} = C_{21}(\phi_{1} - \phi_{2}) + C_{22}\phi_{2}... + C_{2n}(\phi_{n} - \phi_{2})$$

$$...$$

$$q_{n} = C_{n1}(\phi_{1} - \phi_{n}) + C_{n2}(\phi_{2} - \phi_{n}) + ... + C_{nn}\phi_{n}$$

$$(1)$$

Соответственно, общее количество накопленных зарядов в облаке, образовавшемся из п капель, будет:

the there address.

$$Q = \sum_{i=1}^{n} q_{i} = \sum_{i=1}^{n} (C_{ii} \phi_{i} + \sum_{\substack{j=1 \ i \neq i}}^{n} C_{ij} (\phi_{j} - \phi_{i}) .$$
 (2)

Выражение (2) можно представить и в следующем виде:

$$Q = \sum_{i=1}^{n} C_{ii} \gamma_i \phi_i , \qquad (3)$$

где

$$q_i = C_{ii} \gamma_i \varphi_i \tag{4}$$

есть заряд і-ой частицы,

$$C_{i} = C_{ii} = 4\pi \epsilon_{0} \epsilon_{ii} r_{i} \tag{5}$$

есть собственная электроемкость і-ой частицы, имеющей радиус  $r_i$ ,  $\epsilon_0$ —диэлектрическая постоянная,  $\epsilon_{ij}$ —диэлектрическая проницаемость межкапельного пространства,  $\phi_i - \phi_j$ —контактная разность потенциалов і-ой и ј-ой капель, контактирующих через облачный пар.

В дальнейшем для упрощения задачи примем, что все частицы облаков имеют только сферическую симметрию, тогда величина взаимной электроемкости, образовавшейся между частицами і и ј, будет

$$C_{ij} = C_i / \left(1 + \frac{r_i}{r_j} - \frac{2r_i}{r_{ij}}\right),$$
 (6)

где  $r_i$  — радиус i-ой частицы,  $r_{ij}$  — расстояние между центрами частиц i и j.

Из (6) следует, что отношение  $C_{ij}/C_i$  при осуществлении кратковременногго контакта, когда значение  $r_{ij} \rightarrow r_i \sim r_j$ , может варьировать в широких пределах. При перемычках величину  $r_{ij}$  можно моделировать следующим эмпирическим выражением:

$$r_{ij} \cong r_i + r_j + R_{ij} \left[ 1 - \exp(-\lambda_{vacr} / \lambda_{nap}) \right], \qquad (7)$$

где  $R_{ij}$ —истинное расстояние между частицами,  $\lambda_{\text{част}}$  и  $\lambda_{\text{пар}}$  —соответственно электропроводность частицы и паровой среды. В определенных ситуациях, когда значение  $\lambda_{\text{пар}} \rightarrow \lambda_{\text{част}}$ , вклад перемычки станет эквивалентен кратковременному контакту. Физика этого процесса исследована и проанализирована в работах [4-9].

Коэффициент ү принимает следующий вид:

$$\gamma_i = 1 + \sum_{j=1}^{n} C_{ij} (\phi_j - \phi_i) / C_{ii} \phi_i$$
 (8)

и характеризует процессы многоканального образования взаимной электроемкости, образовавшейся между пробной і-ой частицей и частицами облаков, имевших различный контактный потенциал с паром и отличных от потенциала і-ой пробной частицы.

 $N_3$  (8) следует, что  $\gamma_i$  принимает наибольшее значение при условии, что разность  $\phi_j - \phi_i$  большая, что возможно в многодисперсной и многофазной среде, в которой частицы находятся в различном термодинамическом состоянии.

Результаты (3) или (4) были получены при условии, когда  $\lambda_{\text{пар}}$  принимало столь угодно большое значение. Однако в реальности  $\lambda_{\text{пар}}$  принимает конечное значение. Из этого факта следует, что процессы зарядки происходят не мгновенно, а через определенный интервал времени, т.е.

$$q_i = C_{ii} \gamma_i \phi_i \left[ 1 - \exp(-t/\tau_{nap}) \right], \qquad (9)$$

где t—время зарядки,  $\tau_{\text{пар}} = (4\pi\lambda_{\text{пар}})^{-1}$ .

Тогда плотность зарядов в і-ой частице можно представить в следующем виде:

$$\rho_{i} = \frac{q_{i}}{V_{i}} = \frac{3C_{ii}\gamma_{i}\phi_{i}}{4\pi r_{i}^{3}} [1 - \exp(-t/\tau_{nap})].$$
 (10)

Напряженность электрического поля, следовательно, будет

$$\mathbf{E} \cong \rho_i \mathbf{r}_i / \varepsilon_0 \varepsilon_{ii} . \tag{11}$$

Учитывая, что каждой взаимной электроемкости обычно соответствуют некоторые макромасштабные дипольные моменты, которые выражаются формулой

$$|\mathbf{p}_{ii}| = 2q_{ii}r_i^3/r_{ii}^2$$
, (12)

величина  $\mathbf{p}_{ii}$  будет иметь следующий вид:

$$|\mathbf{p}_{ij}| = 2C_{ij}(\gamma_i - 1)\phi_i[1 - \exp(-t/\tau_{map})]r_i^3/r_{ij}^2$$
(13)

или

$$|\mathbf{p}_i| = 2\sum_{i=1}^{n} C_{ij}(\varphi_j - \varphi_i)[1 - \exp(-t/\tau_{map})]r_i^3/r_{ij}^2$$
 (14)

Теперь представим аналитический вид контактной разности электрических потенциалов (они возникают в комплексе частица-пар-

пар-частица, зависящем от фазовых состояний, от функции распределения частицы по размерам, от метастабильного состояния этих капель, от внутренних давлений капель, давления пара и т.д.), в той мере, в которой это потребуется для описания процессов электризации облачных частиц.

## Контактная разность потенциалов пар-частица и частица-частица

Рассмотрим для этого величину свободной энергии Гиббса [11,16], G=u-ST+PV, где и—внутренняя энергия, S—энтропия, V—объем системы, Р— давление пара, Т—температура среды.

Разность свободной энергии между облачным паром и частицей обозначим через ΔG, тогда

$$\Delta G = \Delta u - T\Delta S - S\Delta T + P\Delta V + V\Delta P . \tag{15}$$

Следуя [11,16], выражение (15) можно преобразовать к следующему виду:

$$\Delta G = \Delta U - T\Delta S - S\Delta T - \frac{4}{3}\pi r^3 n_L k T ln \frac{P}{P_s} + 4\pi \epsilon^2 \sigma_0 , \qquad (16)$$

где г—радиус частицы, kT—тепловая энергия,  $n_i$ —число молекул в единичном объеме частицы,  $P_s$ —давление пара, насыщенного по отношению к воде (когда пар и вода находятся в равновесии), иначе говоря, давление внутри капли,  $\sigma_0$ —удельная поверхностная энергия частицы. Тогда с учетом того, что энтропия систем

$$\Delta S = \int_{0}^{T} C(t)/T \cdot dt , \qquad (17)$$

где C(t)—теплоемкость системы, разность химических потенциалов, образовавшихся между облачными частицами і и ј, может быть представлена в виде:

$$\Delta \mu_{ii} = \Delta G_{ii} / n_L \cong e(\phi_i - \phi_i) + A . \tag{18}$$

Отсюда контактная разность потенциалов между частицами будет:

$$\phi_{j} - \phi_{i} \cong -\frac{4}{3e} \pi k T \left( r_{j}^{3} \ln \frac{P}{P_{Sj}} - r_{i}^{3} \ln \frac{P}{P_{Si}} \right) + \frac{4\pi \tau_{0}}{n_{L} e} (r_{j}^{2} - r_{i}^{2}) + \frac{1}{n_{L} e} \left[ (\Delta U_{j} - \Delta U_{i}) - \left( T_{0}^{T} C_{j}(T) / T \cdot dt - T_{0}^{T} C_{i}(T) / T \cdot dt \right) \right] - \frac{A}{e}, \tag{19}$$

где е—элементарный заряд,  $\Delta \mu_{ij}$ —разность энергии химического потенциала между частицами і и j, А—энергия работы выхода зарядов из капель.

Ввиду того, что носителем заряда в облаке в основном являются ионы молекулы  $H_2O$ , которые при конденсации или испарении почти свободно проходят через поверхностный барьер капель, то истинное значение работы выхода зарядов за поверхность капель близко к нулю. Таким образом, разность электрохимических потенциалов между соседними частицами в этих случаях, в основном, определяется только разностью свободных энергий Гиббса. Здесь нет необходимости выполнять работу для выхода электрических зарядов за поверхность облачных частиц, и выход осуществляется вместе с испаряющейся (конденсирующейся) молекулой воды.

Как следует из первого слагаемого правой части выражения (19), отношение  $P/P_S$  может принимать значения больше или меньше единицы в зависимости от того, в каком состоянии находится пробная частица і в перенасыщенном ( $P>P_S$ ) состоянии или недонасыщенном ( $P<P_S$ ) (пробные облачные капли испаряются или набирают молекулы  $H_2O$ ). И, следовательно, знак величины химического потенциала, обусловленного этим слагаемым, может быть как положительным, так и отрицательным. Знак разности потенциала этого слагаемого зависит также и от радиуса капли, причем в довольно чувствительной мере (по кубическому закону).

Второе слагаемое правой части выражения (19) обусловлено вкладом поверхностного натяжения, и ее знак также зависит от радиуса капли. Третье и четвертое слагаемые дают особо важный вклад при образовании глубоко переохлажденных капель. Поскольку в переохлажденном состоянии капель при понижении температуры разрываются водородные связи [12], то внутренняя энергия G существенно отличается от таковой в твердом состоянии. Ввиду того, что переохлажденные капли воды при температуре  $T \rightarrow T_e = -42^{\circ}C$  испытывают фазовый переход второго рода, то величина C(T)-теплоемкость этих частиц, приобретает свойства разрыва [13]. Почти все

термодинамические величины приобретают свойства сингулярности. И, следовательно, ожидаемая разность химических потенциалов между соседними облачными частицами может принимать теоретически любое значение в интервале  $-\infty < \phi_i < +\infty$ .

В итоге, степень ожидаемого значения зарядки частиц может достигать предельно максимального значения, вплоть до образования самопроизвольного стремира и развития разрядных процессов.

### Механизм образования многоступенчатой взаимной электроемкости в облачных средах

Так как пространственное распределение облачной системы таково, что в большинстве случаев отдельные ее части находятся на различных высотах, в различных термодинамических условиях, то капли или частицы, имеющие одну и ту же свободную энергию Гиббса, подчиняясь требованию минимизации внутренней энергии систем, должны скапливаться на различных высотах, в различных кучах и т.д. При этом создаются благоприятные условия для образования слоистых или кучевых облаков, обладающих в целом различными потенциалами. Эти слоистые или кучевые макромасштабные подсистемы в облаке, которые обладают различными химическими потенциалами, в свою очередь, создают взаимпую электроемкость и распределяют заряды (по знаку) между слоями или кучами.

Представим математическую модель электризации указанных сред.

Математическое моделирование процесса зарядки облачных слоев или куч почти не отличается от процессов зарядки облачных частиц. Следовательно, количество зарядов Q<sup>сл</sup>, накопленных в облачном слое, представляется в следующем виде:

$$Q^{cn} = C_{ii}^{cn} \varphi_i^{cn} \gamma_i^{cn} [1 - \exp(-t/\tau)], \qquad (20)$$

где  $C_{ii}^{cn}$ —собственная электроемкость і-ого слоя,  $\phi_i^{cn}$ —ее потенциал,  $\gamma_i^{cn}$ —коэффициент, учитывающий вклад взаимной электроемкости, образовавшейся между слоями:

$$\gamma_{i}^{cn} = 1 + \sum_{j=1}^{n} C_{ij}^{cn} (\phi_{j}^{cn} - \phi_{j}^{cn}) / C_{ii}^{cn} \phi_{i}^{cn} , \qquad (21)$$

где

$$C_{ij}^{cn} \cong 4\pi\epsilon_0 \epsilon_{ij}^{cn} S_i^{cn} / d_{ij}^{cn}$$
 (22)

193

—взаимная электроемкость слоев,  $S_i^{cn}$  —наименьшая поверхность этих слоев,  $d_{ij}^{cn}$  —расстояние между слоями. Аналогичное моделирование можно сделать и для кучевых облаков. Тогда напряженность квазиэлектростатического поля в полости облачных слоев будет

$$\mathbb{E} \cong Q_i^{cn} / \varepsilon_0 \varepsilon_{ij}^{cn} S_i^{cn} = n^{cn} (\phi_2^{cn} - \phi_1^{cn}) / d_{21}^{cn} , \qquad (23)$$

где п<sup>сл</sup>— число частиц в слое, в столбе поверхности, отсюда макромасштабный дипольный момент может быть представлен в виде

$$|\mathbf{p}_{ij}| = 2Q_{ij}^{cn} \mathbf{d}_{ij}^{cn} = 2C_{ij}^{cn} \varphi_i^{cn} (\gamma_i^{cn} - 1)[1 - \exp(-t/\tau)] \mathbf{d}_{ij}^{cn}$$
, (24)

или

$$|\mathbf{p}_{ij}| \cong 2C_{ij}^{cn}(\phi_j^{cn} - \phi_i^{cn})d_{ij}^{cn}[1 - \exp(-t/\tau)].$$
 (25)

Ожидаемая плотность зарядов в частицах, размеры которых имеют порядок  $r_i \sim r_j \sim r_{ij} \sim 10$ мкм,  $R_{ij} \sim 10^{-3}$ м и  $\epsilon_{ij} \sim 1$ ,  $\lambda_{\text{пар}} \sim \lambda_{\text{част}}$ , рассчитанная по формуле (10), будет  $\rho \sim 2.5 \cdot 10^3$  Кл/м³. Напряженность электрического поля вблизи поверхности частицы, рассчитанная по формуле (11), будет  $|\mathbf{E}| \sim 10^8$  В/м. Средняя величина дипольного момента, образовавшегося между заряженными частицами, рассчитанная по формуле (12), будет  $|\mathbf{p}_{ij}| \sim 10^{-21}$  Кл·м. В случае, когда  $n^{\text{сл}} \sim 10^4$  частиц и  $d_{21} \sim 10^2$  м,  $\phi^{\text{сл}} \sim 10$  В, то напряженность электрического поля между облачными слоями, определяемая формулой (23), будет  $|\mathbf{E}^{\text{сл}}| \sim 10^2 + 10^3$  В/м. Тогда дипольный момент облачного межслойного конденсатора будет  $|\mathbf{p}^{\text{сл}}| \sim 10^5$  Кл·м.

#### Заключение

Если облачная среда обладает свойствами многофазности, многодисперсности и находится в термодинамически неустойчивом состоянии, при котором термодинамические параметры приобретают свойство сингулярности, то возникает реальная возможность для интенсивной самопроизвольной зарядки облачных частиц.

Ионы различных знаков, образующиеся при разрыве водородной связи или путем фотоионизации в глубокопереохлажденных каплях, участвуя в процессах многократного испарения и конденсации, при наличии высокой разности контактного потенциала избирательно (по знаку) перераспределяются по каплям, вследствие чего происходит избирательное заряжение облачных частиц.

В заключение выражаю глубокую благодарность проф. С.Ю. Баласаняну, совместная работа с которым в Национальной службе сейсмической защиты РА способствовала формированию моих новых взглядов на процессы электризации облачных частиц в атмосфере.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W.Gaskel, A.J.Ilingworh, J.Latham. G.B.Journ. Roy, Met. Soc., 109, 447 (1978).

2. В.М.Ким, И.Г.Момонова. Труды ИЭМ, 44(134), 31 (1987).

3. E.Barker, J.A.Bicknell, R.F.Griffits, J.Latham, T.S.Verma. Quart, Јоига. Roy. Met. Soc., 109, 631 (1983). 4. В.М.Мучник. Физика грозы. Л., Гидрометеоиздат, 1971. 5. В.Н.Морозов. Труды ГГО, 427, 27 (1982).

6. Лабораторное моделирование процессов контактной электризации облачных частиц. Гидрометеоиздат, 1985.

7. Ch.Magono. Thunderstorms. New York, Pergamon Press, 1980.

8. J.P.Kuettner, Z.Levin, J.D.Sartor. Journ. Atmosph. Sci., 38, 2470 (1981).

9. S.G.Jennings. Quart. Journ. Roy Met. Soc., 101, 227 (1975).

10.С.Ю.Баласанян: Динамическая геоэлектрика. Новосибирск, "Наука", 1990.

11. А.Х.Хргиан. Физика атмосферы. Л. Гидрометеоиздат, 1978.

12. А.Г.Годизов, А.С. Степанов. Труды ИЭМ, 34(109), 51 (1985). 13. Вода и водные растворы при температуре ниже 0°С. Киев, "Наукова думка", 1985.

14. И.Г.Каплан. Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий. М., "Наука", 1982.

15. А.Н.Тихонов, А.А.Самарский. Уравнения математической физики. М., "Наука", 1966.

N.H.Fletcher. The physics of rainclouds. Cambridge, 1962.

#### MECHANIZM OF CLOUD PARTICLES CHARGING DETERMINATED BY THE DIFFERENCE IN THEIR CHEMICAL POTENTIALS

#### H.G. BAKHSHIAN

The mechanizm of cloud particles charging such that there is no need for strong external electric field availability is proposed. To charge the cloud particles it is sufficient for the cloud to be in thermodinamically instable, multiphase and multidispersive condition. The mathematical electric capacity model of the cloud particles system is presented and processes of their charging are described. Numerical calculations are carried out.

The state of the s

a find to the a love on the winds the land the land

# КИЛЬВАТЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ И УСТОЙЧИВОСТЬ В КИЛЬВАТЕРНОМ ПОЛЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ

Э.А. АКОПЯН, Р.А. ГЕВОРКЯН, Г.Г. МАТЕВОСЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 27 декабря 1993 г.)

Получены выражения для кильватерного поля, создаваемого в плазме релятивистской заряженной частицей, пролетающей через плазму с Максвелловским распределением. Рассмотрена динамика пробной частицы в этом поле и определены условия, при которых частица ускоряется и находится в состоянии устойчивого равновесия.

Идея существования кильватерных полей позади быстрой заряженной частицы, пролетающей через среду, была высказана Н. Бором в 1948 г. [1]. Суть ее сводится к тому, что заряженная частица, пролетающая через среду, выводит заряженные частицы среды из положений равновесия. Вследствие того, что частица быстрая (скорость ее движения больше карактерных для данной среды скоростей - скорости Ферми, тепловой скорости и.т.п.), позади заряженной частицы возникают колебания плотностей зарядов среды, которые, релаксируя, возвращаются в состояние равновесия. В последующие десятилетия интерес к кильватерным полям постепенно увеличивается в связи с большим числом экспериментов, в которых было выявлено действие кильватерных сил на движение заряженных частиц [2]. Этот интерес особенно возрос в последние годы с связи с поиском новых методов ускорения заряженных частиц [3] и, и частности, ускорения кильватерным полем [4].

В настоящей работе получено впражение для кильватерного поля, создаваемого в плазме с Максвелловским распределением релятивистской заряженной частицей: получены условия, при выполнении которых заряженная частица ускоряется в кильватерном поле и рассмотрен вопрос устойчивости ускоряемой частицы в кильватерном поле.

Рассмотрим бесконечную однородную изотропную среду, в которой движется релятивистская частица с массой m<sub>1</sub> и зарядом q<sub>1</sub>. Как известно, быстрая заряженная частица при движении в среде возбуждает в ней электромагнитные волны, теряя при этом часть своей энергии. Мы будем считать, что энергия возбужденных электромагнитных волн (а следовательно, потери энергии заряженной частицей) мала по сравнению с энергией частицы и изменением ее скорости и в среде можно пренебречь (u=const=c). В этом случае плотность заряда ρ и тока j, создаваемые наличием в среде движущейся заряженной частицы, равны

$$\rho = q_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}t), \quad \mathbf{j} = q_1 \mathbf{u} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{u}t),$$
 (1)

где г-координата произвольной точки.

Уравнения Максвелла в среде с плотностями заряда и тока, определяемыми выражением (1), легко решаются с помощью Фурьепреобразования [5], и для электрического и магнитного полей получаются следующие выражения:

$$\mathbf{E}(\mathbf{t},\mathbf{r}) = -\frac{4\pi \mathrm{i} q_1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} \frac{\exp[\mathrm{i}\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{u}\mathbf{t})]}{k^2} \left\{ \frac{\mathbf{k}}{\epsilon'(\mathbf{k}\mathbf{u},\mathbf{k})} - \frac{\mathbf{k}^2(\mathbf{k}\mathbf{u}) \left[\mathbf{u} - \frac{\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{u})}{k^2}\right]}{c^2 \left[\mathbf{k}^2 - \frac{(\mathbf{k}\mathbf{u})}{c^2} \epsilon^t(\mathbf{k}\mathbf{u},\mathbf{k})\right]} \right\}, (2)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{t},\mathbf{r}) = -\frac{4\pi \mathrm{i} q_1 c}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} \exp[\mathrm{i}\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{u}\mathbf{t})] \frac{[\mathbf{k}\mathbf{u}]}{c^2 \left[\mathbf{k}^2 - \frac{(\mathbf{k}\mathbf{u})^2}{c^2} \epsilon^t(\mathbf{k}\mathbf{u},\mathbf{k})\right]}, (3)$$

где  $\varepsilon'(\omega, \mathbf{k})$ ,  $\varepsilon'(\omega, \mathbf{k})$  — поперечная и продольная диэлектрические проницаемости.

Функции ε'(ω,k) и ε'(ω,k) хорошо известны в том случае, когда средой является плазма с Максвелловским распределением, и задаются выражениями [5]

$$\epsilon^{t}(\omega,\mathbf{k})=1-\frac{\omega_{\Pi}^{2}}{\omega^{2}}I_{+}\left(\frac{\omega}{kV_{T}}\right),$$

$$\epsilon^{t}(\omega,\mathbf{k})=1+\frac{1-I_{+}\left(\frac{\omega}{kV_{T}}\right)}{k^{2}r_{\Pi}^{2}},$$

$$I_{+}(\beta)=\beta\exp(-\beta/2)\int_{+i\infty}^{\beta}d\tau\exp(\tau^{2}/2),$$
(4)

где  $\omega_{\pi}$  и г<sub>д</sub>—ленгмюровская частота и дебаевский радиус электронов плазмы,  $V_{\tau}$ —тепловая скорость электронов плазмы.

Выражения (2) для электрического E и (3) для магнитного B полей с функциями  $\epsilon^t(\omega, \mathbf{k})$  и  $\epsilon'(\omega, \mathbf{k})$  из (4) удается проинтегрировать, сделав некоторые предположения. Пусть векторы  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{r}$  лежат в плоскости  $\{ZOY\}$ . Направим ось Z по вектору  $\mathbf{u}$ . Обозначим проекцию вектора  $\mathbf{r}$  на ось Z через Z, и на ось Y—через P. Пусть точка наблюдения выбрана так, что проекции Z и P удовлетворяют условиям

$$z \gg \lambda r_{\Pi}, \quad \rho < r_{\Pi},$$
 (5)

где  $\lambda = u/V_T \sim c/V_T$ .

В этом случае из формул (2) и (3) следует:

$$E_{z} = \theta(z - ut) \frac{2q_{1}}{\lambda^{2} r_{II}^{2}} \ln \lambda \cos \left(\frac{z - ut}{\lambda r_{II}}\right), \tag{6}$$

$$E_{\rho} = \theta(z - ut) \frac{q_1 \rho}{\lambda r_{\pi}^2 r_{\pi}} \sin\left(\frac{z - ut}{\lambda r_{\pi}}\right),$$

$$E_{\chi} = 0,$$

$$B_{\chi} = B_{\chi} = B_{z} = 0,$$
(7)

где  $\theta(z-ut)$ —ступенчатая функция:  $\theta(x)=0$  при x>0;  $\theta(x)=1$  при x<0.

Как видно из полученных формул, электрическое поле в направлении "вперед" от частицы равно нулю и отличается от нуля только "позади" частицы. Пусть далее в плазме движутся две заряженные релятивистские частицы с массами  $\mathbf{m}_1$ ,  $\mathbf{m}_2$  и зарядами  $\mathbf{q}_1$ ,  $\mathbf{q}_2$ . Если расстояние между частицами достаточно велико, так что непосредственным взаимодействием между частицами можно пренебречь, то частицы можно считать независимыми. В этом случае

1000

электрическое и магнитное поля в плазме будут являться суперпозицией полей, генерируемых каждой частицей. Кроме того, будем считать, что проекции вектора взаимной ориентации частиц (вектора, проведенного из точки нахождения первой частицы в точку нахождения второй частицы) таковы, что выполняются условия (5). Как видно из выражений (6), (7), сила, действующая на переднюю частицу, равна нулю, в то время как на заднюю частицу действует электрическое поле, создаваемое в плазме передней частицей. Напишем уравнение движения задней частицы:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \mathbf{F} , \qquad (8)$$

где P— релятивистский импульс частицы, F—действующая на заряженную частицу сила,  $\varepsilon_{\text{кин}}$ — кинетическая энергия  $\left(\varepsilon_{\text{кин}} = \text{mc}^2/\sqrt{1-u^2/c^2}\right)$ ,  $\mathbf{u}$ —скорость частицы. Напишем уравнение (8) для того случая, когда задняя частица во все время движения пролетает вслед за передней частицей  $(\rho=0)$ . Подставляя в (8) значение силы из выражения (6), получим:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2q_1q_2\ln\lambda}{\lambda^2r_{\pi}^2}\cos\left(\frac{z-ut}{\lambda r_{\pi}}\right). \tag{9}$$

Можно легко получить первый интеграл уравнения (9).

Пусть в некоторый момент времени t=0 расстояние между частицами равно  $z_0(z_0>>\lambda r_{\rm II})$ . Если промежуток времени движения мал, так что расстояние между частицами изменяется незначительно, и учитывая, что скорость второй частицы во время движения практически равна световой, можно найти изменение кинетической энергии ( $\Delta \epsilon_{\rm knn}$ ) за промежуток времени t и темп ускорения (изменение кинетической энергии на единицу пути):

$$\Delta \varepsilon_{\kappa_{\rm HH}} = \frac{2cq_1q_2t\ln\lambda}{\lambda^2r_{_{\rm II}}^2}\cos(z_0/\lambda r_{_{\rm I\!I}}) \ , \tag{10}$$

$$W = \frac{2q_1q_2\ln\lambda}{\lambda^2r_{II}^2}\cos(z_0/\lambda r_{II}). \qquad (11)$$

Как видно из формул (10), (11),  $\Delta \epsilon_{\text{кин}}$  и темп ускорения W достигают максимального по абсолютной величине значения при тех значениях  $z_0$ ,

для которых выполняется условие  $z_0 = n\pi\lambda r_{\Pi}$ . Физически это связано с тем, что при указанных значениях  $z_0$  достигает максимума по абсолютной величине сила (6), действующая на частицу, при этом

$$W_{\text{max}} = \frac{2q_1 q_2 \ln \lambda}{\lambda^2 r_{\text{II}}^2} (-1)^n . \tag{12}$$

Будет ли частица при этом ускоряться или тормозиться, зависит от величины п, т.е. от того, попадает ли вторая частица в ускоряющую фазу волны. Оценим по порядку величину  $W_{max}$ : в случае, когда и передняя, и задняя частицы - электроны, плазменная частота  $\omega_{\pi} \sim 10^{13} \text{сек}^{-1}$ ,  $\lambda^2 \sim 10^5$ , получим  $W \sim 9 \ \Gamma \Rightarrow B/M$ .

Рассмотрим, наконец, вопрос устойчивости состояния задней частицы. Будем исходить из уравнений (8), (6) и (7). Пусть в некоторый момент времени  $t_0$  положение и скорость задней частицы определяются выражениями

$$z(t_0) = ut_0 + z_0, \quad \rho(t_0) = 0, \quad \dot{z}(t_0) = u, \quad \dot{\rho}(t_0) = 0.$$
 (13)

Далее пусть координаты и скорость задней частицы получают малые возмущения δz, δρ, δż, δρ. Разлагая уравнение (8) в ряд по указанным малым параметрам, получим

$$\frac{m_{2}}{\left(1-\frac{u^{2}}{c^{2}}\right)^{3/2}} \frac{d^{2}\delta\rho}{dt^{2}} = -\frac{q_{1}q_{2}}{\lambda r_{\Pi}^{3}} \delta\rho \sin(z_{0}/\lambda r_{\Pi}),$$

$$\frac{m_{2}}{\left(1-\frac{u^{2}}{c^{2}}\right)^{3/2}} \frac{d^{2}\delta z}{dt^{2}} = \frac{2q_{1}q_{2}\ln\lambda}{\lambda^{2}r_{\Pi}^{2}} \left\{ \cos(z_{0}/\lambda r_{\Pi e}) - \frac{\delta z}{\lambda r_{\Pi}} \sin(z_{0}/\lambda r_{\Pi}) \right\}.$$
(14)

Пусть величина  $z_0$  задается выражением  $z_0 = \left(n\pi + \frac{\pi}{2}\right) \lambda r_{\text{д}}$ . Уравнения

(14) в этом случае имеют вид:

$$\frac{d^{2}}{dt^{2}}\delta z = (-1)^{n+1} \frac{2q_{1}q_{2}\ln\lambda}{\lambda^{3}r_{\Pi}^{3}m_{2}} \left(1 - \frac{u^{2}}{c^{2}}\right)^{3/2} \delta z,$$

$$\frac{d^{2}}{dt^{2}}\delta \rho = (-1)^{n+1} \frac{q_{1}q_{2}}{\lambda r_{\Pi}^{3}m_{2}} \left(1 - \frac{u^{2}}{c^{2}}\right)^{3/2} \delta \rho.$$
(15)

Общее решение уравнений можно написать в виде:

$$\delta z = A_1 \exp(\Omega_z t) + B_1 \exp(-\Omega_z t),$$
  

$$\delta \rho = A_2 \exp(\Omega_\rho t) + B_2 \exp(-\Omega_\rho t),$$
(16)

где А1, А2, В1, В2-произвольные постоянные, а

$$\Omega_{z} = \left[ (-1)^{n} \frac{2q_{1}q_{2} \left( 1 - \frac{u^{2}}{c^{2}} \right)^{3/2} \ln \lambda}{m_{2} \lambda^{3} r_{\Pi}^{3}} \right]^{1/2},$$

$$\Omega_{p} = \left[ (-1)^{n} \frac{q_{1}q_{2} \left( 1 - \frac{u^{2}}{c^{2}} \right)^{3/2}}{m_{2} \lambda r_{\Pi}^{3}} \right]^{1/2}.$$
(17)

Из выражений (17) следует, что задняя частица находится в состоянии неустойчивого равновесия, если  $(-1)^n q_1 q_2 > 0$ , устойчивого равновесия, если  $(-1)^n q_1 q_2 < 0$ . В последнем случае малые возмущения, действующие на заднюю частицу, приводят к тому, что частица начинает колебаться с частотами  $\Omega_{\rm z}$  и  $\Omega_{\rm p}$  в направлениях z и р соответственно.

#### ЛИТЕРАТУРА

- N.Bohr. Kgl. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 18, N8 (1948).
- D.S.Gemmel. Nucl. Instr. and Meth., 170, 31 (1980).
- 3. New Developments in Particle Acceleration Tecniques. Proceedings, Orsay, France (1987).
- K.Nakajima, A.Oguta, S.Ohsawa, T.Oogoe, T.Shosi, T.Urano. Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A, 292, N 1, 12 (1990).
   В.П.Силин, А.А.Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и
- плазмоподобных сред. Москва, Атомиздат, 1961 г.

#### RELATIVISTIC CHARGED PARTICLE WAKE ACCLERATION AND WAKE-FIELD STABILITY IN PLASMA

#### E.A. ACOPIAN, R.A. GEVORKIAN, G.G. MATEVOSSIAN

We have obtained the expressions for wake potential created in a plasma by a relativistic charged particle moving through the plasma described by Maxwellian distribution. Test-particle dynamics in this field is considered and conditions are obtained under which the particle is accelerated and exists in equilibrium state.

УДК 533.951

# ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ С ФЕРМИ-РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В СИЛЬНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

Landy to the trail Block out to the

Э.А. АКОПЯН, Р.А. ГЕВОРКЯН, Г.Г. МАТЕВОСЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 декабря 1993 г.)

Определены потери энергии быстрой заряженной частицы в плазме с Ферми-распределением, находящейся во внешнем СВЧ поле, в случае, когда скорость частицы больше скорости Ферми. Показано, что существуют области значений амплитуды внешнего поля, где потери отрицательны. Это открывает возможность ускорения заряженных частиц в этом поле.

Рассмотрим случай, когда тяжелая заряженная частица движется в плазме, находящейся в сильном высокочастотном поле. В пренебрежении осцилляциями пробной частицы и ионов под действием СВЧ поля выражения для потерь определяются-известной формулой [1]:

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{w}}{\mathrm{d}\mathbf{t}} = -\mathrm{i}\frac{4\pi q^2}{(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int \mathrm{d}\mathbf{k} \frac{\mathbf{k}\mathbf{u}}{\mathbf{k}^2} \mathbf{I}_n(\mathbf{k}\mathbf{a}) \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{k}, \Omega_n)},\tag{1}$$

где q—заряд пробной частицы, и—его скорость,  $I_n$ —функция Бесселя п-го порядка,  $\epsilon$ —диэлектрическая проницаемость среды,  $\mathbf{a} = \frac{e\mathbf{E}_0}{\omega_0^2 m}$ ,  $\Omega_n = \mathbf{k}\mathbf{u} - \mathbf{n}\omega_0$ ,  $\omega_0$ ,  $\mathbf{E}_0$ —частота и амплитуда внешнего поля, е и m—соответственно заряд и масса электрона.

Как показывает анализ, потери на излучение ленгмюровских волн могут обращаться в нуль при значениях амплитуды СВЧ поля, когда функция Бесселя нулевого порядка обращается в нуль. При этом потери определяются слагаемыми с  $\mathbf{n} \neq \mathbf{0}$  в выражении (1), которым соответствует излучение волн на частотах  $\mathbf{n}\omega_0 + \omega_{\mathsf{Le}}$ .

Суммируя ряд и интегрируя выражение (1) для плазмы с распределением Ферми, получим

$$\frac{dW}{dt} = \frac{q^2\omega_0}{2u}\sqrt{3}\omega_L\bigg\{\gamma I_0^2(\alpha\gamma)\ln(1+\beta^2) + \frac{2}{\pi\alpha}\sin(2\gamma\alpha) \cdot \bigg\}$$
 
$$\bigg[\frac{\pi\exp(2\epsilon-\pi)}{2\epsilon-\pi}(\exp[(2\epsilon-\pi)(\beta\gamma-1)]-1) - \ln\gamma\beta + \epsilon^2 - \frac{\pi^2}{12} + (1-\ln2)\cos 2\epsilon\bigg]\bigg\} \ ,$$
 где  $\alpha=V_E/u$ ,  $\gamma=\sqrt{3}\omega_L/\omega_0$ ,  $\beta=u/V_F$ ,  $\omega_L$ ,  $V_F$ ,  $V_E$  — соответственно ленгиюровская частота, скорость Ферии и скорость осцилляций электронов плазиы под действием СВЧ поля, а величина  $\epsilon$  выбирается следующим образом:

$$\epsilon = \begin{cases} \alpha - E(\alpha/\pi)\pi, & \text{если } \alpha - E(\alpha/\pi)\pi \leq \frac{\pi}{2}, \\ \pi - [\alpha - E(\alpha/\pi)\pi], & \text{если } \alpha - E(\alpha/\pi)\pi \geq \frac{\pi}{2}. \end{cases}$$

Символ Е означает целую часть отношения  $\alpha/\pi$ . Выражение (2) существенно упрощается, если выполняется условие  $\beta\gamma=1$ . В этом случае выражение (2) принимает вид:

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{q^2 \omega_0}{2u} \sqrt{3} \omega_L \left\{ \gamma I_0^2(\alpha \gamma) \ln \left( \frac{1 + \gamma^2}{\gamma^2} \right) + \frac{2}{\pi \alpha} \sin(2\gamma \alpha) \left[ \epsilon^2 - \frac{\pi}{12} + (1 - \ln 2) \cos 2\epsilon \right] \right\}$$
(3)

Как видно пз формулы (3), существуют области значений амплитуды внешнего поля, где потери отрицательны.

Приведем некоторые оценки. Так, при  $\omega_L = 1,6\cdot 10^{14}$  сек-1,  $\omega_0 = 2\cdot 10^{15}$  сек-1 и скорости частицы  $u = 3\cdot 10^7$  см/сек темп ускорения для протона достигает величины 0,3 ГэВ/м. Этот результат намного больше темпа ускорения в традиционных ускорителях. Однако в плазме, помещенной в сильное высокочастотное поле, возникают параметрические неустойчивости со значительными инкрементами. Это накладывает ограничения на времена рассмотрения и, как следствие, на величилу ускорения частиц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.М. Алиев, Л.М. Горбунов, Р.Р. Рамазашвили. ЖЭТФ, 61, 1477 (1971).

#### ԱՐԱԳ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՄՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ՖԵՐՄԻԻ ԲԱՇԽՈՒՄՈՎ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ, ՈՐԸ ԳՏՆՎՈՒՄ Է ՈՒԺԵՂ ԳԵՐԲԱՐՉՐ ՀԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

#### LTT KANDERLY, VT BEAULEARTH PROPERTY OF THE PROPERTY OF THE

Որոշված են արագ լիցքավորված մասնիկի էներգիայի կորուստները Ֆերմիի բաշխումով պլազմայում, որը գտնվում է արտաքին ԳԲ< դաշտում։ Մասնիկի արագությունը մեծ է Ֆերմիի արագությունից։ ծույց է տրված, որ գոյություն ունեն արտաքին դաշտի ամպլիտուդի այնպիսի տիրույթներ, որտեղ կորուստները բացասական են։ Դա թույլ է տալիս արագացնել լիզքավորված մասնիկները այդ դաշտում։

# FAST CHARGED PARTICLE ENERGY LOSSES IN PLASMA WITH FERMI-DISTRIBUTION PLACED IN STRONG HIGH-FREQUENCY FIELD

#### E.A. ACOPIAN, R.A. GEVORKIAN, G.G. MATEVOSSIAN

Energy losses are obtained for a fast charged particle moving in a plasma with Fermi-distribution placed in the microwave field. The case when the particle velosity exceeds Fermi-velosity is considered. Ranges of external field amplitude are shown to exict, in which the losses are negative, a fact which makes possible the acceleration of charged particles in such a field.

greater-to-fire and the fire and the

Conservation and Conservation of the

THE POST OF MEET AMERICAN PROPERTY OF THE PARTY OF THE PA

THE RESERVE AND A STATE OF THE PARTY OF THE

stratures to take the test of the test of

Le les to the state of the stat

A STATE OF THE PARTY OF THE PAR

ALTON A

the the little was the same of a sound the con-

## ԵՍՎԱՐԴԱՌԵԹՅՍԻՐ

Ռ.Ե.Մովսեսյան, Ա.Մ.Խանբեկյան. Լուսամակածված մագնիսացման	
ռելակսացիան ռուբիդիումի գոլորշիներում	159
Ռ.Ս. <a>Հակոբյան, Ա.Ռ.Մկրտչյան, Մ.Ռ.Ներսիսյան, Ն.Վ.Թաբիրյան.</a>	
Թույլ ֆեռոմագնիսով լցված ոչ–գծային Ֆաբրի–Պերոյի ռեզոնատոր .	166
<b>Ֆ.Վ. Գասպարյան, Ս.Վ. Մելքոնյան.</b> Լանժևենի մեթոդի կիրառության	
ձշգրտումը ցածրհահախական տիրույթում	171
Ռ.Պ. Բաբերցյան, Ժ.Բ. Խաչատրյան. Մթնոլորտային ալիքատարի	
բարձրության և հետագծի երկարության որոշումը միկրոալիքային	
ձառագայթման hամար	178
<.Գ. Բախչյան. Ամպի մասնիկների լիցքավորման մեխանիզմ, պայմա-	
նավորված նրանց քիմիական պոտենցիալների տարբերությամբ	184
F.Ա.	