ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

41, N4, 2006

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ

ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ
41
№ 4

ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН
2006

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

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.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.243-249 (2006)

УДК 330.145

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ФЕРМИ-ЧАСТИЦ

Т.К. МЕЛИК-БАРХУДАРОВ

АОЗТ "Лазерная техника", Ереван

(Поступила в редакцию 7 октября 2005 г.)

Показано, что фазовые переходы в ферми-жидкости как из нормального состояния в сверхтекучее, так и из жидкого состояния в газообразное, могут быть описаны в рамках одной модели. Подробно исследована область сосуществования жидкой и газовой фаз.

В настоящее время теория ферми-жидкости является одной из наиболее разработанных областей квантовой статистической физики. На основе методов и концепций, разработанных в этой теории, были описаны свойства как ее нормальной, так и сверхтекучей фаз. Многочисленные проявления явления сверхтекучести получили объяснение в рамках простых моделей. Значительно хуже обстоят дела с описанием более обычных переходов, а именно, переходов из жидкого в газообразное или кристаллическое состояние. Выдвигалось даже предположение, что необходимы новые концепции, чтобы описать эти явления в рамках квантовой статистической физики. Цель настоящей работы – показать, что возможности существующей теории далеко не исчерпаны. Нами рассмотрена используемая в теории сверхтекучести модель ферми-жидкости [1] и показано, что на ее основе можно описать не только само явление сверхтекучести и переход жидкости из сверхтекучего в нормальное состояние, но и последующий переход жидкость – газ. Рассмотрение ведется с использованием формализма функциональных интегралов, благодаря чему стало возможным найти не только средние значения величин теории, но и их флуктуации. Далее устанавливается связь флуктуаций характеристик системы с ее стабильностью, что делает в конечном итоге лишними используемые в настоящее время приемы для отбора стабильных решений.

Будем исходить из выражения для термодинамического потенциала системы ферми-частиц $\Omega(\mu,T)$ в формализме функционального интеграла [2]

$$\exp\left(-\frac{\Omega}{T}\right)=\int \exp(S)D\psi D\overline{\psi}\ , \tag{1}$$

$$S=\int_0^{1/T}d\tau\int\left[\overline{\psi}_\alpha\left(-\partial/\partial\tau-\varepsilon(\hat{p})+\mu\right)\psi_a+\frac{g}{2}\overline{\psi}_\alpha\overline{\psi}_\beta\psi_\beta\psi_a\right]d^3x\,. \qquad (2)$$

Знание потенциала $\Omega(\mu,T)$ позволит определить все термодинамические величины системы. Так, с помощью формул

$$P(\mu,T)=-\frac{\Omega(\mu,T)}{V}\,,\qquad N(\mu,T)=-\frac{\partial\Omega(\mu,T)}{\partial\mu} \qquad (3)$$

мы получим параметрическую форму уравнения состояния, т.е. уравнение, связывающее давление, плотность и температуру системы.

Входящие в (2) величины ψ и $\overline{\psi}$ являются антикоммутирующими c-функциями, удовлетворяющими условию антипериодичности

$$\psi(\mathbf{x},\tau)=-\psi\left(\mathbf{x},\tau+\frac{1}{T}\right),\qquad \overline{\psi}(\mathbf{x},\tau)=-\overline{\psi}\left(\mathbf{x},\tau+\frac{1}{T}\right). \qquad (4)$$

Разлагая экспоненту в (1) по константе связи g и используя формулу для гауссовых интегралов

$$\int\exp\left(-\overline{\psi}A\psi-\bar{J}\psi-\overline{\psi}J\right)D\psi D\overline{\psi}=\exp\left(\bar{J}A^{-1}J\pm\operatorname{tr}\ln A\right)\,, \qquad (5)$$

где верхний знак относится к фермиевским полям, а нижний – к бозевским полям, мы придем к ряду теории возмущений, который ничем не отличается от соответствующего ряда термодинамической теории возмущений операторного представления квантовой статистической физики. Вместе с тем формализм функциональных интегралов оказывается более эффективным для выхода за рамки теории возмущений, а именно, введением двух полей – комплексного $\Delta(x)$ и действительного $U(x)$, формулу (1) можно переписать в виде

$$\exp\left(-\frac{\Omega(\mu,T)}{T}\right)=\int\exp\left(-\frac{\Omega[\Delta,\bar{\Delta},U]}{T}\right)D\Delta D\bar{\Delta}DU\left(\int\exp\left(-\frac{V\bar{\Delta}\Delta}{g}-\frac{VU^2}{2g}\right)D\Delta D\bar{\Delta}DU\right)^{-1}, \qquad (6)$$

$$\Omega\left[\Delta,\bar{\Delta},U\right]=T\left(\frac{\bar{\Delta}\Delta}{g}+\frac{U^2}{2g}\right)+\tilde{\Omega}\left[\Delta,\bar{\Delta},U\right], \qquad (7)$$

$$\exp\left(-\frac{\tilde{\Omega}[\Delta,\bar{\Delta},U]}{T}\right)=\int\exp\left(\left(\overline{\psi}_\uparrow,\psi_\downarrow\right)\begin{pmatrix}-\partial/\partial\tau-\varepsilon(\hat{p})+\mu-U & -\Delta\\ -\bar{\Delta} & -\partial/\partial\tau+\varepsilon(\hat{p})-\mu+U\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\psi_\uparrow\\ \overline{\psi}_\downarrow\end{pmatrix}\right)D\psi D\overline{\psi}\,. \qquad (8)$$

Тождественность (6) и (1) проверяется непосредственно интегрированием (6) по полям $\Delta,\bar{\Delta},U$ с использованием (5) для комплексных полей бозевского типа и формулы

$$\int\exp\left(-\frac{1}{2}UAU-jU\right)DU=\exp\left(\frac{1}{2}jA^{-1}j-\frac{1}{2}\operatorname{tr}\ln A\right) \qquad (9)$$

для действительных полей.

Переход от (1) к (6) означает по существу переход к представлению, где система описывается полями $\Delta, \overline{\Delta}, U$ с функционалом распределения

$$\rho\left[\Delta, \overline{\Delta}, U\right] = \exp\left(\frac{\Omega(\mu, T) - \Omega\left[\Delta, \overline{\Delta}, U\right]}{T}\right)\left(\int \exp\left(-\frac{V\overline{\Delta}\Delta}{g} - \frac{VU^2}{2g}\right) D\Delta D\overline{\Delta} DU\right)^{-1}. \quad (10)$$

Приближение самосогласованного поля возникает, когда в (6) ограничиваются конфигурациями, минимизирующими функционал $\Omega[\Delta, \overline{\Delta}, U]$. Вычисляя гауссовый интеграл (8) с помощью (5), мы сначала найдем функционал $\Omega[\Delta, \overline{\Delta}, U]$, а затем, после приравнивания нулю его вариационных производных по Δ и U уравнения Боголюбова [3], описывающие систему в приближении самосогласованного поля. За рамки приближения самосогласованного поля можно выйти, если учесть вклад конфигураций потенциалов $\Delta, \overline{\Delta}, U$, близких тем, которые минимизируют функционал $\Omega[\Delta, \overline{\Delta}, U]$. Таким образом находятся флуктуации термодинамических величин. Вообще формализм функциональных интегралов позволяет ввести в задачу новый тип приближений, а именно, в соответствии с характером задачи ограничивать класс конфигураций, по которому ведется интегрирование.

Выпишем выражение для $\Omega[\Delta, \overline{\Delta}, U]$ в случае однородной картины, т.е. когда в (6) основной вклад дают однородные конфигурации. Можно ожидать, что этот случай реализуется в отсутствие внешних полей вдали от критических точек. Особенности поведения системы вблизи критических точек потребуют отдельного рассмотрения. Имеем

$$\Omega[\Delta, \overline{\Delta}, U] = \frac{(\Delta^2 + U^2)V}{g} + \sum_p \left(\varepsilon(p) - \mu - U - 2T \ln\left(2\mathrm{ch}\frac{\sqrt{(\varepsilon(p) - \mu - U)^2 + \Delta^2}}{2T}\right)\right), \quad (11)$$

где V – объем системы. Условие стационарности дает следующие уравнения:

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{2V}\sum_p \frac{1}{\sqrt{(\varepsilon(p) - \mu - U)^2 + \Delta^2}} \mathrm{th}\frac{\sqrt{(\varepsilon(p) - \mu - U)^2 + \Delta^2}}{2T}, \quad (12)$$

$$U = \frac{g}{2V}\sum_p \left(1 - \frac{(\varepsilon(p) - \mu - U)}{\sqrt{(\varepsilon(p) - \mu - U)^2 + \Delta^2}} \mathrm{th}\frac{\sqrt{(\varepsilon(p) - \mu - U)^2 + \Delta^2}}{2T}\right), \quad (13)$$

$$P(\mu, T) = \frac{\Delta^2 + U^2}{g} + \frac{1}{V}\sum_p \left(\varepsilon(p) - \mu - U - 2T \ln\left(2\mathrm{ch}\frac{\sqrt{(\varepsilon(p) - \mu - U)^2 + \Delta^2}}{2T}\right)\right). \quad (14)$$

Первое уравнение – это хорошо известное уравнение на определение потенциала спаривания сверхтекучей ферми-жидкости. Для He3 область температур, когда это уравнение имеет ненулевое решение, ~10^{-3} K. Нас же будет интересовать переход системы из газообразного в жидкое состояние, который происходит в области температур на три порядка выше. Другими словами, при оценке (6) мы можем исключить конфигурации с $\Delta \neq 0$, а в соотношениях (17-18) положить Δ равным нулю. С учетом сказанного перепишем необходимые для дальнейшего анализа формулы, переходя к безразмерным величинам. Для интеграла (6) имеем следующее представление:

$$\exp\left(\frac{P(\mu,T)V}{T}\right)=\int\exp\left(\frac{NF[u,m,\Theta]}{\Theta}\right)du\left(\int\exp\left(-\frac{Nu^2}{2\Theta}\right)du\right)^{-1}, \tag{15}$$

где

$$F[u,m,\Theta]=-\frac{u^2}{2}+\Theta\int 3\ln\left(1+\exp\left(\frac{u+m-\lambda s^2}{\Theta}\right)\right)s^2ds\,. \tag{16}$$

Стационарная точка определяется из уравнения

$$u=\int 3\left(1+\exp\left(\frac{\lambda s^2-u-m}{\Theta}\right)\right)^{-1}s^2ds\,, \tag{17}$$

а вторая производная, очевидно, определяет дисперсию

$$K[u,m,\Theta]=-1+\frac{1}{\Theta}\int 3\left[\left(1+\exp\left(\frac{u+m-\lambda s^2}{\Theta}\right)\right)\left(1+\exp\left(\frac{-u-m+\lambda s^2}{\Theta}\right)\right)\right]^{-1}s^2ds\,. \tag{18}$$

Здесь введены следующие величины: $u=U/T_0$, $m=\mu/T_0$, $\Theta=T/T_0$, $\lambda=p_0^2/2MT_0$, а $T_0=gp_0^3/6\pi^2$, где p_0 – фермиевский импульс, а N – число атомов в системе, т. е. число порядка числа Авогадро.

Итак, обозначая стационарное значение u через $n(t,\Theta)$, получим заданное в параметрической форме уравнение состояния, т.е. уравнение, связывающее давление $p(t,\Theta)\equiv F(n,m,\Theta)$, плотность $n(t,\Theta)$ и температуру системы в равновесном состоянии. В качестве параметра используется величина $t=n+m$. По существу формулы (21–23) дают решение задачи, как говорят, в квадратурах. В сверхтекучей фазе разложением по температуре вблизи абсолютного нуля или по потенциалу спаривания Δ вблизи температуры перехода в сверхтекучее состояние решение можно довести до аналитической формы, т.е. выразить его через элементарные функции. В интересующей же нас области температур нам придется ограничиться численным интегрированием, поскольку мы фактически не имеем малого параметра, по которому можно было бы провести разложение. Разумеется, такой параметр есть вблизи критической температуры, а именно, разность между плотностями жидкой и газовой фаз. Однако этот параметр непосредственно в уравнения не входит и без численных расчетов в этой области тоже не обойтись, хотя бы для нахождения характеристик системы в критической точке. Не следует забывать, что в критической области роль неоднородных конфигураций становится решающей и однородная картина, которой мы ограничились в настоящей работе, может оказаться лишенной смысла.

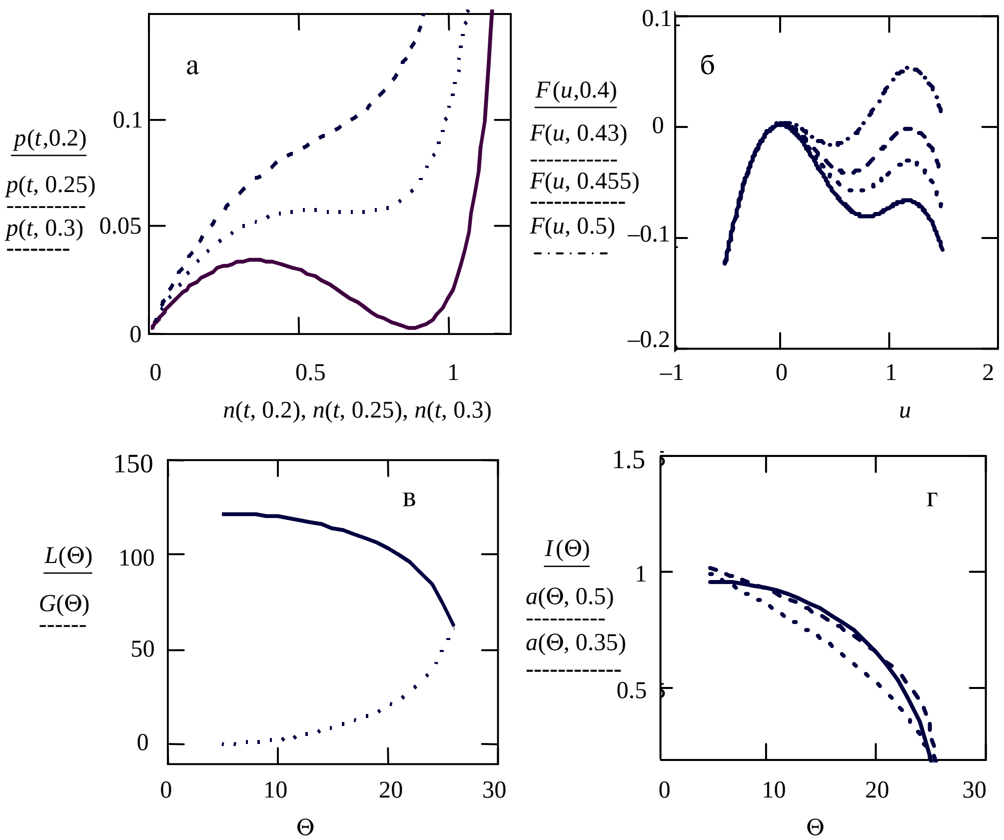


Рис.1.

На рис.1а представлен результат численного интегрирования для уравнения состояния. Очевидно, что мы имеем характерную ван-дер-ваальсовскую петлю, с помощью которой описывается как переход из газообразного состояния в жидкое состояние, так и существование метастабильных состояний. При стандартном рассмотрении область с отрицательным наклоном выбрасывается из термодинамических соображений (давление не может расти с уменьшением плотности), а остальное интерпретируется на основе правила Максвелла. Для того, чтобы понять, что стоит за этой интерпретацией петли, рассмотрим поведение функции $F[u,m,\Theta]$ при различных значениях m. Ее графическое представление изображено на рис.1б. Из этого рисунка видно, что при малых m $F[u,m,\Theta]$ имеет лишь один максимум, а именно, при малых значениях плотности, что соответствует устойчивой газовой фазе. С ростом m возникает второй максимум, соответствующий метастабильной жидкой фазе. Когда оба максимума сравниваются, мы имеем состояние, когда обе фазы одинаково стабильны. С дальнейшим увеличением m газовая фаза, в отличие от жидкой, становится метастабильной. И, наконец, когда $F[u,m,\Theta]$ остается только с одним максимумом уже при большой плотности, мы имеем однородное жидкое состояние. Кривая сосуществования, получаемая при вычислении значений плотности, соответствующих одинаковым m при разных значениях температуры, представлена на рис.1в. На рис.1г представлена как зависимость от температуры разности плотностей жидкой и газообразной фаз $\delta n = n_l - n_g$, следующая из нашей теории, так и интерполяционная, обозначенная через $d(\Theta,\alpha) = (\Theta_c - \Theta)^\alpha$, где Θ_c – критическая температура. Рассмотрены случаи $\alpha = 1/2$ (теория ван-дер-Ваальса) и $\alpha = 1/3$, более соответствующие экспериментальным данным. Наконец, попробуем выяснить, нет ли величины, с помощью которой можно определить стабильность фазы, исходя из ее значения в стационарной точке. Ранее мы определяли стабильность состояния по виду функции $F[u,m,\Theta]$. Поскольку в основе наших вычислений лежит метод перевала, т.е. мы разлагаем $F[u,m,\Theta]$ вблизи точек минимума с точностью до второго порядка по $u-n$ включительно, то ясно, что для одновременного сосуществования двух фаз необходимо равенство и вторых производных в точке максимума $F[u,m,\Theta]$. Эта производная определяет дисперсию состояния. На рис.2 приведен ход зависимости, определяемой формулой (18), – дисперсии жидкой и газообразной фаз на кривой сосуществования.

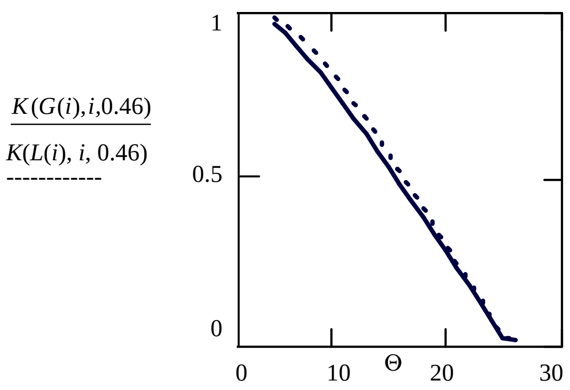


Рис.2.

Итак, сформулируем вкратце полученные результаты. Нами показано, что в рамках модели, используемой при описании явления сверхтекучести в He3, т.е. модели Бардина, Купера и Шриффера, можно описать и переход системы из жидкого в газообразное состояние. Получено простое объяснение таких особенностей этого перехода, как существование метастабильных состояний и возможность стабильного сосуществования одновременно двух фаз. Показано, что метастабильные состояния отличаются от стабильных большей дисперсией и, лишь когда дисперсии двух фаз сравниваются, возможно их сосуществование. Можно предположить, что эта тенденция носит общий характер и может быть прослежена в нелинейных задачах квантовой оптики. Однако подробное рассмотрение этого вопроса будет проведено позже.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.J.Leggett**. Rev. Mod. Phys., **76**, 3 (2004).
2. **В.Н.Попов.** Континуальные интегралы в квантовой теории поля и статистической физике. М., Атомиздат, 1976.
3. **П.Де Жен.** Сверхпроводимость металлов и сплавов М., Мир, 1968.

ՖԱԶԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԸ ՓՈԽԱԶԴՈՂ ՖԵՐՄԻ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ

Թ.Կ. ՄԵԼԻՔ-ԲԱՐԽՈՒԴԱՐՈՎ

Ցույց է տրված, որ անցումները Ֆերմի հեղուկում նորմալ վիճակից դեպի գերհոսող, ինչպես նաև հեղուկից դեպի գազ, կարող են նկարագրվել մեկ մոդելի շրջանակներում: Մանրամասն հետազոտված է գազի և հեղուկի գոյակցության տիրույթը:

PHASE TRANSITIONS IN A SYSTEM OF INTERACTING FERMI PARTICLES

T.K. MELIK-BARKHUDAROV

It is shown that phase transitions in a Fermi liquid both from the normal state to the superfluid and to the gas states can be described in the framework of the same model. The range of coexistence of the gas and liquid states is studied in detail.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.250-254 (2006)

УДК 539.211

КОРРЕЛЯЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИЙ ПРИ РОЖДЕНИИ МЮОННЫХ ПАР В ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ МОДЕЛИ

Н. ЙОНГРЕМ, Э.Б. МАНУКЯН, С. СИРАНАН

Технологический университет Суранари, Таиланд

(Поступила в редакцию 17 января 2006 г.)

Проведены теоретико-полевые вычисления в явном виде совместных вероятностей, связанных с корреляциями спинов $\mu^-\mu^+$, рожденных в столкновениях e^-e^+, в ведущем порядке стандартной электрослабой модели. Показано, что полученные выражения зависят не только от скорости пары e^-e^+, но и от базисных взаимодействий. Примечательно, что результаты, полученные в теории, очевидным образом нарушают неравенство Белла.

В разные годы были опубликованы результаты ряда экспериментов по корреляции поляризаций частиц [1-5] в свете неравенства Белла, и в последнее время некоторые эксперименты такого типа предложены в физике частиц высоких энергий [6-11]. В связи с новыми результатами в динамических вычислениях вероятностей поляризационных корреляций частиц, рожденных в элементарных процессах, в отличие от кинематического рассмотрения, особый интерес представляют расчеты этих величин в рамках квантовой теории поля. Целый ряд таких расчетов был проделан в квантовой электродинамике [12,13], а также в рождении электрон-позитронных пар от некоторых заряженных и нейтральных струн [14]. Все отмеченные вероятности поляризационных корреляций, основанные на динамическом анализе, следующем из теории поля, обладают общим интересным свойством, заключающемся в том, что они зависят от энергии (скоростей) сталкивающихся частиц. Такая ситуация не возникает при рассмотрении, основанном на простом комбинировании угловых моментов (спинов). Побочным результатом подобных вычислений является нарушение неравенства Белла полученными совместными вероятностями.

В настоящем сообщении мы рассмотрим процесс $e^-e^+ \to \mu^-\mu^+$, описываемый стандартной электрослабой моделью. Имеется целый ряд причин рассмотрения этого процесса: а) в отличие от процессов, изучаемых в КЭД, таких как $e^-e^- \to e^-e^-$ или $e^+e^- \to 2\gamma$, *предел скорости (сталкивающихся частиц не может стремиться к нулю* из-за наличия энергетического порога рождения пары $\mu^-\mu^+$. Поэтому все рассуждения, основанные на простом комбинировании моментов, не проходят и необходимо динамическое решение задачи; б) обнаружено новое свойство этих процессов, заключающееся в том, что вероятность корреляции поляризаций $\mu^-\mu^+$

зависит не только от (, но и от базисных взаимодействий; в) дифференциальное сечение хорошо согласуется с экспериментом [15].

Нас будет интересовать, с целью проверки неравенства Белла [16,17], величина

$$
\begin{aligned}
S = [\,p_{12}(\infty,\infty)]^{-1}\,[\,p_{12}(a_1,a_2) - p_{12}(a_1,a_2') + \\
+ p_{12}(a_1',a_2) + p_{12}(a_1',a_2') - p_{12}(a_1',\infty) - p_{12}(\infty,a_2)],
\end{aligned}
\tag{1}
$$

вычисляемая в электрослабой модели. Здесь a_1, a_2 (a_1',a_2') определяют направления, по которым измеряются поляризации двух частиц, величина $p_{12}(a_1,a_2)/\,p_{12}(\infty,\infty)$ означает совместную вероятность, а величины $p_{12}(a_1,\infty)/\,p_{12}(\infty,\infty)$, $p_{12}(\infty,a_2)/\,p_{12}(\infty,\infty)$ означают вероятности при измерении поляризации одной из частиц $(p_{12}(\infty,\infty)$ – нормировочный множитель). Соответствующие вероятности, вычисляемые в электрослабой модели, обозначим через $P(\chi_1,\chi_2)$, $P(\chi_1,-)$, $P(-,\chi_2)$, где через χ_1, χ_2 обозначены углы, задающие направления, вдоль которых измеряются спины, относительно определенных осей, обозначаемых далее в тексте. Для того, чтобы показать, что электрослабая модель нарушает неравенство Белла, достаточно найти один набор углов, при которых значения величины S, вычисляемой в электрослабой модели, находятся вне интервала $[-1,0]$. Здесь мы неявно предполагаем, что поляризационные параметры состояний частиц наблюдаемы непосредственно и могут использоваться в измерениях белловского типа.

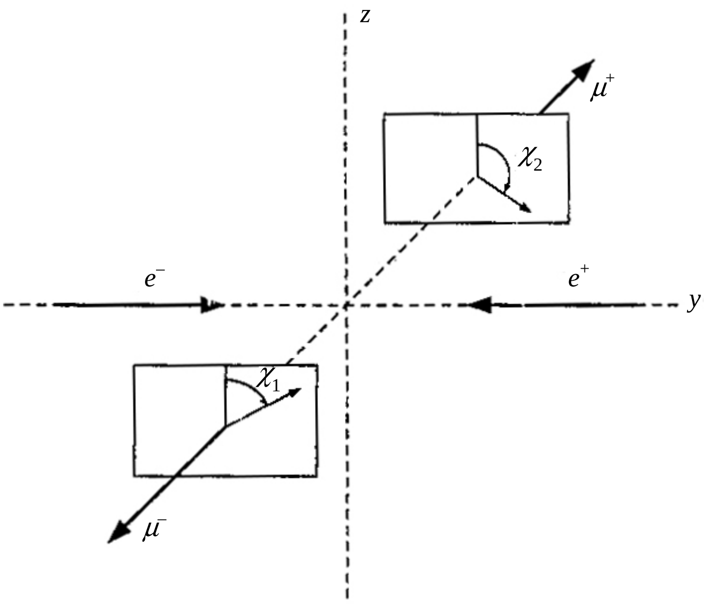


Рис.1. Показана схема процесса $e^-e^+ \to \mu^-\mu^+$; электрон и позитрон движутся вдоль оси y, а образовавшиеся мюоны – вдоль оси x. Углы с осью z, определяющие направления измерения спинов μ^- и μ^+, обозначены, соответственно, через $(_1$ и $(_2$.

Рассмотрим процесс $e^-e^+ \to \mu^-\mu^+$ в системе центра масс (рис.1) и примем, что импульс, скажем, электрона имеет вид $\mathbf{p} = \gamma\beta m_e(0,1,0) = -\mathbf{k}$; m_e – масса электрона, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Импульс образующегося мюона запишем в виде $\mathbf{p}' = \gamma'\beta' m_\mu(1.0,0) = -\mathbf{k}'$; $\gamma' = 1/\sqrt{1-\beta'^2}$, m_μ – масса мюона. Спиноры электрона и позитрона выберем в виде

$$u(p) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}}\begin{pmatrix} \uparrow \\ i\dfrac{\gamma\beta}{\gamma+1}\downarrow \end{pmatrix}, \qquad v(k) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}}\begin{pmatrix} -i\dfrac{\gamma\beta}{\gamma+1}\uparrow \\ \downarrow \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Очевидно, что вероятность процесса отлична от нуля. Считая, что процесс произошел, вычислим условную совместную вероятность измерения спинов μ^-, μ^+ вдоль направлений, определяемых углами χ_1, χ_2 в соответствии с рис.1.

Довольно длинные вычисления инвариантных амплитуд [18–20] процесса на рис.1 приводят к выражению

$$\begin{aligned} M \propto & \left[A(\mathrm{E})\sin\frac{\chi_1-\chi_2}{2} + B(\mathrm{E})\sin\frac{\chi_1+\chi_2}{2} + C(\mathrm{E})\cos\frac{\chi_1-\chi_2}{2} \right] - \\ & -i\left[D(\mathrm{E})\sin\frac{\chi_1+\chi_2}{2} + E(\mathrm{E})\cos\frac{\chi_1-\chi_2}{2} \right], \end{aligned} \tag{3}$$

где

$$A(\mathrm{E}) = \frac{M_Z^2}{4\mathrm{E}^2} + ab^2 - 1, \tag{4а}$$

$$B(\mathrm{E}) = -\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)\left(\frac{M_Z^2}{4\mathrm{E}^2} + ab^2 - 1\right), \tag{4б}$$

$$C(\mathrm{E}) = -\frac{4m_\mu}{\mathrm{E}}\left(1 + \frac{4ab^2}{\dfrac{M_Z^2}{4\mathrm{E}^2} - 4}\right), \tag{4в}$$

$$D(\mathrm{E}) = \frac{a}{m_\mu \mathrm{E}}\sqrt{\mathrm{E}^2 - m_\mu^2}\sqrt{\mathrm{E}^2 - m_e^2}, \tag{4г}$$

$$E(\mathrm{E}) = -\frac{ab}{m_\mu}\sqrt{\mathrm{E}^2 - m_\mu^2}, \tag{4д}$$

а также

$$a \equiv \frac{g^2}{16e^2\cos^2\theta_W} \cong 0.353, \qquad b \equiv 1 - 4\sin^2\theta_W \cong 0.08. \tag{4е}$$

Здесь через g обозначена константа слабого взаимодействия, θ_W есть угол Вайнберга, а e – заряд. Вклад от частиц Хиггса оказывается очень малым и может быть опущен [19].

Пользуясь обозначением $F(\chi_1,\chi_2)$ для квадрата модуля выражения (3), распределение условных совместных вероятностей при измерениях спина по направлениям, характеризуемым углами χ_1, χ_2, можно записать в виде

$$P(\chi_1,\chi_2) = \frac{F(\chi_1,\chi_2)}{N(\mathrm{E})}\,, \tag{5}$$

где нормировочный множитель $N(\mathrm{E})$ определяется выражением

$$\begin{aligned} N(\mathrm{E}) &\equiv F(\chi_1,\chi_2) + F(\chi_1+\pi,\chi_2) + F(\chi_1,\chi_2+\pi) + F(\chi_1+\pi,\chi_2+\pi) = \\ &= 2\left\{\left[A(\mathrm{E})\right]^2 + \left[B(\mathrm{E})\right]^2 + \left[C(\mathrm{E})\right]^2 + \left[D(\mathrm{E})\right]^2 + \left[E(\mathrm{E})\right]^2\right\}, \end{aligned} \tag{6}$$

приводя к следующему виду формулы (5):

$$\begin{aligned} P(\chi_1,\chi_2) = \frac{1}{N(\mathrm{E})}\Bigg[& A(\mathrm{E})\sin\frac{\chi_1-\chi_2}{2} + B(\mathrm{E})\sin\frac{\chi_1+\chi_2}{2} + C(\mathrm{E})\cos\frac{\chi_1+\chi_2}{2} + \\ & + D(\mathrm{E})\sin\frac{\chi_1-\chi_2}{2} + E(\mathrm{E})\cos\frac{\chi_1+\chi_2}{2}\Bigg]^2. \end{aligned} \tag{7}$$

Вероятности, относящиеся к измерению только одной из поляризаций, определяются, соответственно, формулами

$$P(\chi_1,-) = \frac{1}{2} - \frac{2B(\mathrm{E})}{N(\mathrm{E})}\left[A(\mathrm{E})\cos\chi_1 + C(\mathrm{E})\sin\chi_1\right], \tag{8}$$

$$P(-,\chi_2) = \frac{1}{2} + \frac{2B(\mathrm{E})}{N(\mathrm{E})}\left[A(\mathrm{E})\cos\chi_2 + C(\mathrm{E})\sin\chi_2\right]. \tag{9}$$

Необходимо отметить, что в общем случае $P(\chi_1,\chi_2) \neq P(\chi_1,-)P(-,\chi_2)$, что свидетельствует о наличии корреляций между двумя спинами.

Индикатор *S*, определенный выражением (1) и вычисляемый по формулам (7), (8), (9), может быть легко оценен. Для того, чтобы показать нарушение неравенства Белла, достаточно найти четыре угла χ_1, χ_2, χ_1', χ_2' при доступных значениях энергий, для которых S выходит за пределы интервала [–1,0]. При E (105.656 Мэв, т.е. вблизи порога, для углов χ_1 (0(, χ_2 (45(, χ_1' (90(, χ_2' (135(, оптимальное значение *S* получается равным –1.28203, что, очевидно, нарушает неравенство Белла. При энергиях, первоначально использованных в эксперименте по дифференциальному сечению для E (34 ГэВ, оптимальное значение S получено равным –1.39642 для углов χ_1 (0(, χ_2 (45(, χ_1' (51.13(, χ_2' (170.85(.

Как было отмечено в вводной части, необходимость этих исследований возникла из того факта, что предел скорости *(* сталкивающихся частиц не может быть положен равным нулю из-за наличия энергетического порога образования пары $\mu^-\mu^+$, так что использовавшийся ранее метод простого комбинирования угловых моментов совершенно непригоден. Мы ожидаем, что результаты представленных здесь расчетов будут применимы к измерениям спинов пары $\mu^-\mu^+$ при энергиях, близких к порогу. При таких энергиях индикатор *S*КЭД, вычисленный в рамках квантовой электродинамики, совпадает со значением, полученным выше в электрослабой модели, и мало меняется при более высоких энергиях, подтверждая таким образом пренебрежимость слабых эффектов. Из-за персистентности зависимости индикатора S от скорости нетривиальным, как показано выше, образом, были бы интересны любые эксперименты по установлению точности вычисления величины индикатора S в рамках (релятивистской) квантовой теории поля. Поскольку имеется большое количество подтверждений зависимости корреляций поляризаций от скорости, как нами было показано вычислениями в явном виде в рамках электрослабой модели квантовой теории поля, а также КЭД [12,13], мы надеемся, что будут проведены некоторые новые эксперименты, в которых будет возможность проверки неравенства Белла и скорости частиц будут рассматриваться как дополнительный практический тест квантовой физики в релятивистском режиме.

Авторы выражают благодарность Таиландскому Исследовательскому Фонду за предоставление специального гранта “Royal Golden Jubilee Award” (Grant No. PHD/0022/2545) для выполнения данного проекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V.D.Irby**. Phys. A, **67**, 034102 (2003).
2. **S.Osuch, M.Popkiewicz, Z.Szeflinski, Z.Wilhelmi**. Acta Phys. Pol. B, **27**, 567 (1996).
3. **L.R.Kaday, J.D.Ulman, C.S.Wu.** Nuovo Comento B, **25**, 633 (1975).
4. **E.S.Fry**. Quanturr Semiclass. Opt., **7**, 229 (1995).
5. **A.Aspect, J.Dalibard, G.Roger**. Phys. Rev. Lett., **49**, 1804 (1982).
6. **A.Go**. J. Mod. Opt., **51**, 991 (2004).
7. **R.A.Nertlmann, A.Bramon, G.Garbarino, B.C.Hiesmayr**. Phys. Lett. A, **332**, 355 (2004).
8. **S.A.Abel, M.Dittmar, H.Dreiner**. Phys. Lett. B, **280**, 304 (1992).
9. **P.Privitera**. Phys. Lett. B, **275**, 172 (1992).
10. **R.Lednicky, V.L.Lyuboshitz**. Phys. Lett. B, **508**, 146 (2001).
11. **M.Genovese, C.Novero, E.Predazzi**. Phys. Lett. B, **513**, 401 (2001).
12. **N.Yongram, E.B.Manoukian**. Int. J. Theor. Phys., **42**, 1755 (2003).
13. **E.B.Manoukian**, **N.Yongram.** Eur. Phys. J. D, **31**, 137 (2004).
14. **E.B.Manoukian**, **N.Yongram.** Mod. Phys. Lett. A, **20**, 623 (2005).
15. **M.Althoff** et al. (TASSO Collaboration), Z. Phys. C, **22**, 13 (1984).
16. **J.F.Clauser, M.A.Horne**. Phys. Rev. D, **10**, 526 (1984).
17. **J.F.Clauser, A.Shimony.** Rep. Prog, Phys., **41**, 1881 (1978).
18. **E.D.Commins, P.H.Buckshaum**. Weak Interactions of Leptons and Quarks, Cambridge University Press, New York, 1983.
19. **W.Greiner, B.Mьller**. Gauge Theory of Weak Interactions, 2nd edition. Springer, Berlin, 1996.
20. **P.Renton**. Electroweak Interactions: An Introduction to the Physics of Quarks and Leptons. Cambridge University Press, Cambridge, 1990.

POLARIZATION CORRELATIONS IN MUON PAIR PRODUCTION IN THE ELECTROWEAK MODEL

N. YONGRAM, E.B. MANOUKIAN, S. SIRANAN

Explicit field theory computations are carried out for the joint probabilities associated with spin correlations of $\mu^-\mu^+$ produced in e^-e^+ collisions in the standard electroweak model to the leading order. The derived expressions are found to depend not only on the speed of the e^-e^+ pair but also on the underlying couplings. It is remarkable that these explicit results obtained from the theory show a clear violation of Bell’s inequality.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.255-263 (2006)

УДК 539.1

СТАБИЛЬНОСТЬ ИМПУЛЬСНЫХ СОСТОЯНИЙ КРУПНОМАСШТАБНОГО РАСЩЕПИТЕЛЯ АТОМНОГО ПУЧКА

А.Ж. МУРАДЯН[1], Г.А. МУРАДЯН[1], А.А. ПОГОСЯН[2]

[1]Ереванский государственный университет

[2]Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 16 ноября 2005 г.)

Рассмотрено изменение распределения импульсных состояний атома, генерированных комплексным расщепителем атомного пучка типа Капицы-Дирака, при вариации параметров расщепителя относительно оптимальных значений. Показано, что как абсолютные значения, так и фазы вероятностных амплитуд состояний атома обладают высокой стабильностью относительно интенсивностей и расстройки резонанса действующих стоячих волн. Одновременно, для получения качественного расщепления с помощью данного расщепителя необходимо контролировать относительное пространственное расположение стоячих волн в пределах 10-15 процентов длины волны.

1. Введение

Атомная интерферометрия является хорошо установленной областью научно-технической деятельности на стыке атомной и лазерной физики [1]. Действующие атомные интерферометры при этом обладают очень малым угловым расщеплением (порядка 10^{-4} радиан) импульсных состояний атома. Из теории же интерферометров известно, что чувствительность интерференционной картины прямо пропорциональна площади, охватываемой расщепленными и вновь собранными атомными субпучками. Поэтому проблема увеличения угла когерентного расщепления атомного пучка остается в центре внимания многих исследователей данной области. Предложены различные схемы когерентного широкомасштабного расщепления атомного пучка [2], некоторые из которых осуществлены экспериментально. Однако ни один из них еще не нашел практического применения в атомных интерферометрах и причиной тому, на наш взгляд, являются высокие требования, которые они налагают на контролируемость и устойчивость параметров систем.

В работах [3] нами была предложена и частично исследована новая схема взаимодействия, которая, как мы надеемся, имеет больше шансов найти практическое применение. Наш оптимизм опирается на то, что предложенная схема объединяет два хорошо известных и многократно экспериментально реализованных процесса, какими являются резонансная Капица-Дираковская дифракция атома в поле стоячей волны в режиме Рамана-Ната [4] и адиабатический перенос населенности с одного энергетического уровня на другой [5]. Тем не менее, вопрос стабильности схемы [3] относительно неизбежных вариаций и неопределенностей экспериментальных параметров остается открытым, тем более что схема, хотя и опирается на вышеуказанные два процесса, не является их простым механическим наложением.

Схема атомного расщепителя [3] действует следующим образом. Сперва на атом падает стоячая волна лазерного излучения с большой расстройкой однофотонного резонанса и генерирует для атома на нижнем энергетическом уровне $|1\rangle$ целое семейство равноудаленных дискретных импульсных состояний (резонансная дифракция Капицы-Дирака). Непосредственно после этого на атом действуют две стоячие волны, одна из которых связывает уровень $|1\rangle$ с возбужденным уровнем $|2\rangle$, а вторая – связывает уровень $|2\rangle$ с отличным от $|1\rangle$ низколежащим уровнем $|3\rangle$. В результате этого воздействия на первоначально населенном энергетическом уровне $|1\rangle$ остаются только две узкие боковые импульсные группы, а вся промежуточная область импульсного распределения переходит на первоначально ненаселенный уровень $|3\rangle$ (или только боковые группы переходят на уровень $|3\rangle$, а промежуточная область остается на уровне $|1\rangle$), чем и обеспечивается крупномасштабное расщепление импульсного состояния атома для одного из энергетических уровней атома.

В настоящей работе мы рассматриваем стабильность схемы расщепления относительно вариаций расстройки резонанса, пространственного сдвига между стоячими волнами, абсолютных и относительных интенсивностей волн, которые играют определяющую роль в перераспределении импульсных состояний атома между энергетическими уровнями $|1\rangle$ и $|3\rangle$). Отметим, что устойчивость схемы относительно возможных несовпадений временных огибающих стоячих волн уже показана в последней из работ [3].

2. Волновая функция атома и генерация импульсных состояний

Волновая функция трехуровневого атома в общем случае записывается в виде

$$\Psi(z,t) = \sum_{j=1}^{3} C_j(z,t)|j\rangle \exp(-iE_j t/\hbar), \tag{1}$$

где $C_j(z,t)$ и E_j – вероятностная амплитуда и энергия атома в состоянии $j = 1,2,3,$, соответственно. После полного цикла взаимодействия представляющие интерес амплитуды $C_1(z,t)$ и $C_3(z,t)$ имеют следующий вид [3]:

$$C_1(z,+\infty) = [(B(z)-1)\sin^2\theta(z)+1]C_1(z,-\infty), \tag{2}$$

$$C_3(z,+\infty) = (B(z)-1)\frac{\sin 2\theta(z)}{2}C_1(z,-\infty). \tag{3}$$

Здесь $C_1(z,-\infty)$ – амплитуда первоначально населенного уровня $|1\rangle$ после Капица-Дираковской дифракции; $C_j(z,-\infty) = \exp[iU\cos(2kz+\varphi)]$, где U – произведение частоты Раби и длительности дифрагирующей стоячей волны, φ – пространственное фазовое смещение этой стоячей волны относительно последующей пары ультракоротких импульсов стоячих волн (см. формулы (6)),

$$B(z)=\frac{\Gamma\left(1/2+i(\delta-\beta)\right)\Gamma\left(1/2+i(\delta+\beta)\right)}{\Gamma\left(1/2+i\delta-\sqrt{\alpha^2(z)-\beta^2}\right)\Gamma\left(1/2+i\delta+\sqrt{\alpha^2(z)-\beta^2}\right)}\,, \tag{4}$$

$$\sin\theta(z)=\frac{A_p(z)}{\sqrt{A_p^2(z)+A_s^2(z)}}\,,\qquad \cos\theta(z)=\frac{A_s(z)}{\sqrt{A_p^2(z)+A_s^2(z)}}\,, \tag{5}$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция, $\alpha(z)=\sqrt{A_p^2(z)+A_s^2(z)}$. Выражения (2),(3) выведены при условии, что стоячие волны, связывающие переходы $|1\rangle$ - $|2\rangle$ и $|2\rangle$ - $|3\rangle$, имеют равные расстройки резонанса от соответствующих переходов и одинаковые колоколообразные временные огибающие, длительность которых меньше всех характерных времен релаксаций в системе. $A_p(z)$ и $A_s(z)$ представляют амплитуды пары стоячих волн без учета нормированных на единицу временных огибающих и имеют вид

$$A_p(z)=A_p\sin(kz)\,,\qquad A_s(z)=A_s\cos(kz)\,. \tag{6}$$

Расстройка резонанса в общем случае содержит и меняющуюся со временем часть: $\Delta=(2\beta/T)\tanh(t/T)+(2\delta/T)$.

Вероятностные амплитуды импульсных состояний атома получаются из (2) и (3) с помощью Фурье-преобразования. Поскольку обратный вектор образованной стоячей волной оптической решетки равен удвоенному волновому вектору бегущей волны, то отличными от нуля оказываются только гармоники импульсных состояний с четными номерами $2n$:

$$C_{j,2n}(+\infty)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}C_j(z,+\infty)\exp(-in2kz)d(2kz)\,, \tag{7}$$

где $j=1{,}3$, $n=0,\pm1,\pm2,\ldots$, а нечетные гармоники равны нулю: $C_{j,2n+1}(\infty)=0$.

Несложный анализ выражения (7) с учетом явных видов (2)-(6) показывает, что максимально узкие боковые импульсные группы можно получить при $A_p=A_s\equiv A$ (равенстве частот Раби для смежных оптических переходов), при котором значение комбинированного параметра B перестает зависеть от координаты z, а $\sin\theta(z)$ и $\cos\theta(z)$ переходят в гармонические от z функции $\sin kz$ и $\cos kz$, соответственно. При этом получаются следующие выражения для амплитуд импульсных состояний:

$$C_{1,2n}(+\infty)=\left\{i\frac{1-B}{4}\left[J_{n+1}(U)e^{i\varphi}-J_{n-1}(U)e^{-i\varphi}\right]+\frac{1+B}{2}J_n(U)\right\}i^n e^{in\varphi}\,, \tag{8}$$

$$C_{3,2n}(+\infty)=\frac{1-B}{4}\left\{J_{n+1}(U)e^{i\varphi}+J_{n-1}(U)e^{-i\varphi}\right\}i^n e^{in\varphi}\,. \tag{9}$$

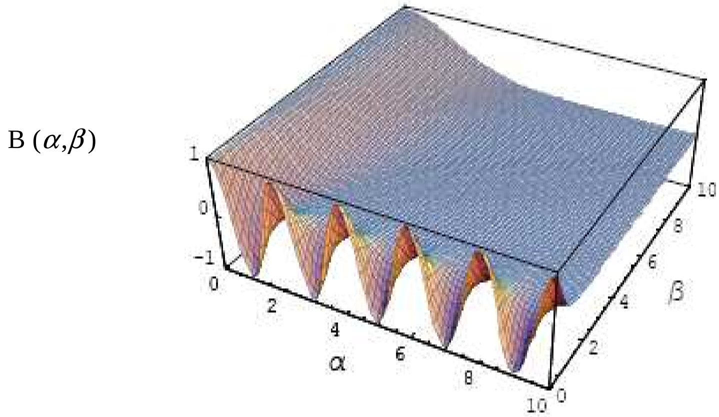


Рис.1. Зависимость комбинированного параметра B, определяющего характер перераспределения импульсных состояний между энергетическими уровнями $|1\rangle$ и $|3\rangle$, от интенсивности встречных волн и коэффициента меняющейся части расстройки резонанса. $\delta = 0$, $\gamma = 0$.

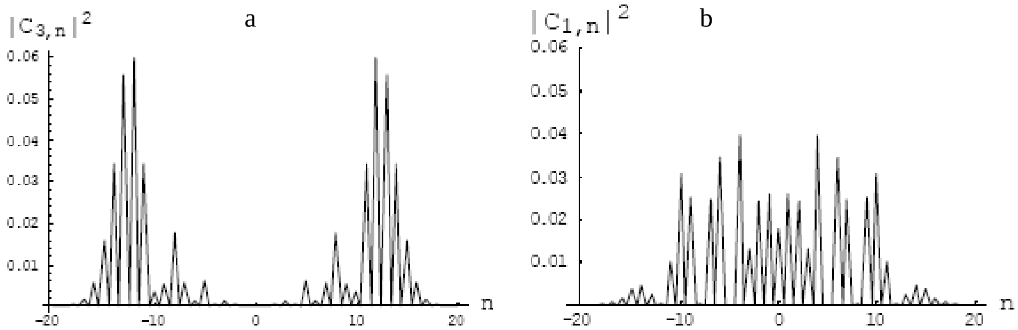


Рис.2. Распределение импульсных состояний центра тяжести атома для энергетических уровней $|3\rangle$ (a) и $|1\rangle$ (b) при $\varphi = 0$. Импульс атома $p_m = \hbar km$, где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, причем амплитуды состояний при нечетных значениях m равны нулю. Для наглядности картины соседние точки соединены прямыми линиями. $\delta = \beta = 0$ $(\Delta = 0)$, $A_p = A_s$, $\alpha = 1$, $U = 14$.

Из них видно, во-первых, что для максимально слабой зависимости фаз от номера гармоник желательны действительные значения комбинированного параметра B, что возможно при $\delta = 0$, то есть при нулевой постоянной части расстройки резонанса. Видно также, что для эффективного перевода импульсных состояний на уровень $|3\rangle$ следует подобрать по возможности большие по модулю отрицательные значения параметра B. Зависимость B от параметров α (интенсивности пары стоячих волн, равной A при условии $A_p = A_s \equiv A$) и

β (меняющейся части расстройки резонанса Δ) представлена на рис.1. Как видно, оптимальными являются значения $\alpha = 1,3,...$ с $\beta = 0$, при которых $B = -1$. Что касается оптимальных значений фазы φ, то выделяются значения $\varphi = 0, \pi/2, \pi$ и $3\pi/2$. При $\varphi = 0$, например, имеем

$$C_{1,2n}(+\infty) = \frac{i^{n+1}}{2}\left[J_{n+1}(U) - J_{n-1}(U)\right], \quad C_{3,2n}(+\infty) = \frac{i^{n}}{2}\left[J_{n+1}(U) + J_{n-1}(U)\right], \qquad (10)$$

и фазы соседних импульсных состояний как для уровня $|1\rangle$, так и для уровня $|3\rangle$, отличаются на $\pi/2$. Распределения (10) представлены на рис.2а и 2b, соответственно. Как и следовало ожидать, крупномасштабное расщепление имеет место для состояний энергетического уровня $|3\rangle$, а массив с относительно небольшими значениями импульсов находится на уровне $|1\rangle$. Распределение вероятностей при $\varphi = \pi$ в точности совпадает с приведенным распределением для случая $\varphi = 0$. А при $\varphi = \pi/2$, $3\pi/2$ они меняются местами, то есть распределение на рис.2а соответствует энергетическому уровню $|3\rangle$, а на рис.2b – уровню $|1\rangle$.

3. Стабильность расщепления

Определив оптимальные условия для генерации расщепленных импульсных состояний атома, перейдем к вопросу об их чувствительности к вариациям параметров системы. При изменении одного из них остальные параметры будем считать фиксированными на оптимальных значениях. При этом, для полноты представления, вопрос о чувстительности к малым неконтролируемым изменениям параметров выясним на фоне функциональной зависимости на более широком диапазоне.

1. *Чувствительность к неравенству амплитуд волн* A_p *и* A_s. Из формулы (7) с учетом выражений (2)-(6) следует, что поскольку при отклонении от равенства $A_p = A_s$ комбинированный параметр B приобретает зависимость от пространственной координаты, а функции $\sin\theta(z)$ и $\cos\theta(z)$ обогащают свои спектры пространственных гармоник, то результирующий спектр импульсных состояний атома будет расплываться, ухудшая тем самым качество расщепления. Результаты вычислений для уровню $|1\rangle$ представлены на рис.3. Мера отклонения $\chi = (A_p^2 - A_s^2)/(A_p^2 + A_s^2)$. При этом имеем

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{2}}\sqrt{1-\chi\cos 2kz}\,, \sin\theta(z) = \frac{\sqrt{1+\chi}\sin kz}{\sqrt{1-\chi\cos 2kz}}\,,\ \cos\theta(z) = \frac{\sqrt{1-\chi}\cos kz}{\sqrt{1-\chi\cos 2kz}}\,,\ (-1<\chi<1).$$

Средняя суммарная интенсивность в условиях рис.3 считается постоянной: $A_p^2 + A_s^2 \equiv \alpha_0^2 = \text{const}$.

Из рисунка ясно видно, что изменение относительной интенсивности волн вблизи оптимального значения $\chi = 0$ даже в пределах 10% $(-0{,}1 \le \chi \le 0{,}1)$, что намного больше ожидаемых на эксперименте неопределенностей, не сказывается заметно на распределении.

Особенно важным для интерферометрии является чувствительность фазы импульсных состояний к вариациям параметров. Мерой такой чувствительности ыбираем

χ

разность фаз вероятностных амплитуд соседних импульсных состояний, $\Delta\Phi = \arg C_{j,n+1}(+\infty) - \arg C_{j,n}(+\infty)$, которая не зависит от n при оптимальных условиях (см., например, (10)). Расчеты по формулам (8), (9) показывают, что $\Delta\Phi$ вовсе не зависит от разности интенсивностей, если другие параметры находятся вблизи своих оптимальных значений.

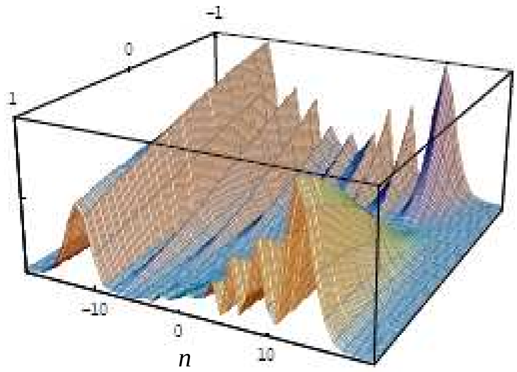


Рис.3. Распределение населенностей импульсных состояний в зависимости от параметра разности средних интенсивностей в паре стоячих болн (. График соответствует энергетическому уровню $|1\rangle$ при оптимальном значении $\varphi = \pi/2$, $\delta = \beta = 0$ $(\Delta = 0)$, $\alpha_0 = \sqrt{2}$, $U = 14$.

2. *Чувствительность к расстройке резонанса*. Расстройка резонанса задается в данной модели двумя безразмерными параметрами δ и β, первый из которых определяет ее постоянную, а второй – меняющуюся со временем часть. Эти параметры по-разному влияют на импульсные состояния энергетических уровней. Разность исходит из того, что при $\delta \neq 0$, , $\beta = 0$ комбинированный параметр B, отходя от значения -1, становится комплексной величиной, в то время как при $\delta = 0$, $\beta \neq 0$ он остается действительным. Поэтому в первом случае меняются и вероятности, и фазы импульсных состояний, а во втором случае меняются только вероятности. Рис.4a и 4b показывают, как меняются импульсные распределения для уровня $|1\rangle$ в этих двух случаях, если расстройка резонанса меняется в размере ширины линии действующих световых волн.

Видно, что распределения практически не меняются даже при 10%-ных вариациях расстройки Δ. Что касается фазовой расстройки $\Delta\Phi$, то она с коэффициентом единица пропорциональна δ при малых δ и вовсе не зависит от β. Следовательно, предложенная схема расщепителя достаточно малочувствительна также относительно расстройки Δ.

3. *Чувствительность относительно фазы φ.* Рассмотрим теперь чувствительность схемы относительно наиболее трудно контролируемого на эксперименте параметра, фазы φ. При оптимальных значениях других параметров вероятностные амплитуды задаются выражениями (8) и (9), в которых следует подставить $B = -1$. Рис.5 представляет эволюцию распределения импульсных состояний энергетического уровня $|1\rangle$, когда φ отклоняется

на $\pi/4$ от своего оптимального значения $\varphi = \pi/2$ (или $\varphi = 3\pi/2$).

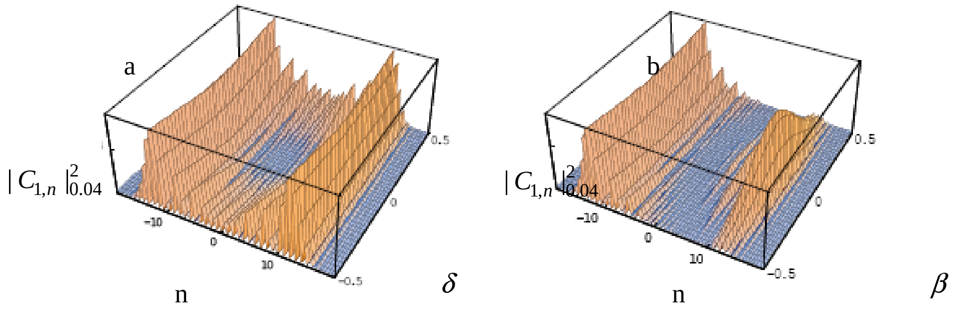


Рис.4. Населенности импульсных состояний атома на энергетическом уровне $|1\rangle$ как функция безразмерных параметров δ (а) и β (б), составляющих расстройку резонанса Δ. U = 14, α = 1, δ = π/2.

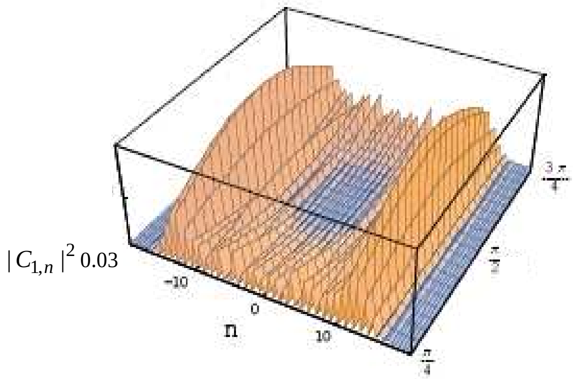


Рис.5. Населенности импульсных состояний атома на энергетическом уровне $|1\rangle$ при изменении фазы φ, U = 14, α = 1, $\delta = \beta = 0$.

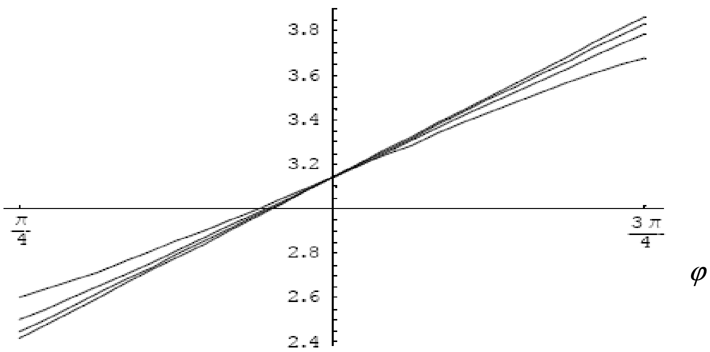


Рис.6. Разность фаз между соседними импульсными состояниями атома для некоторых наиболее населенных из них (n = 12–15) при условиях предыдущего рисунка.

Как видно из рис.5, зависимость достаточно пологая. Качественное расщепление распределения вероятностей импульсных состояний требует умения реализации и сохранения в ходе эксперимента неопределенности относительной пространственной фазы φ в пределах ±π/8 рад (соответствующая пространственная точность для двух стоячих волн – примерно 0.1 часть длины волны излучения). Отметим, что такая степень точности расположения стоячих волн в нужном месте пространства уже достигнута в ряде экспериментальных лабораторий [6].

Рис.6 представляет зависимость фазовой расстройки $\Delta\Phi$ уровня $|1\rangle$ от пространственной фазы φ при тех же оптимальных условиях рис.5. Сопоставление показывает, что требования к выдерживанию постоянства φ в этом случае примерно в два раза выше, чем в предыдущем случае для качественного расщепления распределения вероятностей импульсных состояний.

Аналогичные закономерности имеют место и для энергетического уровня $|3\rangle$.

4. Заключение

На основе численного анализа полученных ранее аналитических решений выявлена чувствительность импульсных состояний широкомасштабного расщепителя атомного пучка типа Капицы-Дирака относительно неконтролируемых в ходе эксперимента вариациий параметров системы, – таких как интенсивность и относительные пространственные фазы действующих стоячих волн и расстройка резонанса. Получено, что обычная лабораторная техника по лазерной физике вполне достаточна для обеспечения высокого уровня стабильности относительно интенсивностей стоячих волн и расстройки резонанса. Этого, однако, нельзя сказать относительно контроля пространственных фаз (смещений друг относительно друга) действующих на атом стоячих волн. Последнее требует использования специальной техники, аналогичной. например, той, которая разработана в ведущих лабораториях по охлаждению и контролю движения атомов и ионов в магнитных и лазерных полях.

Авторы выражают благодарность П.Берману за обсуждение результатов. Работа выполнена в рамках гранта МОиН РА 0126.

ЛИТЕРАТУРА

1. Atom Interferometry, ed. by **P.R.Berman.** Cambridge, Acad. Press, 1997; **C.S.Adams, O.Cornel**, and **J.Mlynek**. Adv. At. Mol. Opt. Phys., **34**, 1 (1994). **I.Persival**. Physics World, **3**, 43 (1997).
2. **T.Pfau, C.Kurtsiefer, C.S.Adams, M. Sigal,** and **J.Mlynek**. Phys. Rev. Lett., **71**, 3427 (1993); **J.Lawall** and **M.Prentiss**. Phys. Rev. Lett., **72**, 993 (1994); **L.S.Goldner, C.Gerz, R.J.C.Spreeuw, S.L.Rolston, C.I.Westbrook,** and **W.D.Phillips**. Phys. Rev. Lett., **72**, 997 (1994); **P.D.Featonby, G.S.Summy, J.I.Martin, H.Wu, K.P.Zetie, C.J.Foot**, and **K.Burnett**. Phys. Rev. A, **53**, 373 (1996); **A.M.Ishkhanyan**. Phys. Rev. A, **61**, 063611 (2000).
3. **A.Zh.Muradyan, A.A.Poghosyan, P.Berman**. Phys. Rev. A, **68**, 033604 (2003); **А.Ж.Мурадян, Е.И.Степанян, А.А.Погосян**. Изв. НАН Армении, Физика, **38**, 222 (2003); **A.Zh.Muradyan, G.A.Muradyan, P.Berman**. Phys. Rev. A, **70**, 065601 (2004); **А.Ж.Мурадян, А.А. Погосян**. Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 90 (2005).

4. **В.М.Арутюнян, А.Ж.Мурадян**. Доклады АН Арм. ССР, **60**, 275 (1975); **R.J.Cook** and **A.F.Bernhardt**. Phys. Rev. A, **18**, 2533 (1978); **A.F.Bernhargt** анд **B.W.Shore**. Phys. Rev. A, **23**, 1290 (1981); **J.Dalibard** and **C.Cohen-Tannoudji**. J. Opt. Soc. Am. B, **2**, 1707 (1985); **P.Meystre, E.Schumacher, and S.Stenholm**. Opt. Commun., **73**, 443 (1989); **P.J.Martin, P.L.Gould, B.G.Oldaker, A.H.Miklich**, and **D.E.Pritchard**. Phys. Rev. A, **36**, 2495 (1987).
5. **J.Oreg, F.T.Hioe**, and **J.H.Eberly**. Phys. Rev. A, **29**, 690 (1984); **J.R.Kuklinski, U.Gaubatz, F.T.Hioe,** and **K.Bergmann**. Phys. Rev. A, **40**, 6741 (1989); **P.Marte, P.Zoller,** and **J.L.Hall**. Phys. Rev. A, **44**, R4118 (1991); **J.Martin, B.W.Shore**, and **K.Bergmann**. Phys. Rev. A, **54**, 1556 (1996); N.V.Vitanov. Phys. Rev. A, **58**, 2295 (1998).
6. **A.Hemmerich and T.Hansch**. Phys. Rev. Lett., **70**, 410 (1993); **A.Hemmerich, C.Zimmermann,** and **T.Hansch**. Europhys. Lett., **22**, 89 (1993); **R.Scheunemann, F.S.Cataliotti, T.W.Hansch,** and **M.Weite.** Phys. Rev. A, **62**, 051801 (2000); **G.Grynberg and C.Robilliard.** Phys. Reports, **355**, 335 (2001).

ԱՏՈՄԱԿԱՆ ՓՆՋԻ ԼԱՅՆԱՄԱՍՇՏԱԲ ՃԵՂՔԻՉԻ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Գ.Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Ա.Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Քննարկված է ատոմական փնջի Կապիցա-Դիրակյան տիպի ճեղքիչի իմպուլսային վիճակների զգայնությունը համակարգի պարամետրերի՝ իրենց օպտիմալ արժեքների շուրջ հնարավոր փոփոխությունների նկատմամբ: Ցույց է տրված, որ գործող կանգուն ալիքների ինտենսիվությունների և ռեզոնանսի ապալարքի նկատմամբ ատոմական վիճակների հավանականային ամպլիտուդների ինչպես բացարձակ արժեքները, այնպես էլ փուլերը օժտված են բավականաչափ բարձր կայունությամբ: Միաժամանակ, որակյալ ճեղքման ստացումը պահանջում է ճեղքիչի փոխազդեցության երկու էտապներում գործող կանգուն ալիքների՝ իրար նկատմամբ տարածական դիրքի վերահսկման ունակություն ճառագայթման ալիքի երկարության մինչև 10-15 տոկոսի սահմաններում:

MOMENTUM STATE STABILITY OF A LARGE-SCALE ATOMIC BEAM SPLITTER

A.Zh. MURADYAN, G.A. MURADYAN, A.A. POGHOSYAN

The sensitivity of momentum states of a Kapitza-Dirac type atomic beam splitter is considered with respect to possible variations of the system parameters in the vicinity of their optimum values. It is shown that both the absolute values and phases of atomic state probability amplitudes have a high stability with respect to intensities and resonance detuning of the coupling standing waves. Simultaneously, high-quality splitting acquisition requires a precision controlling ability of the mutual position of standing waves in two stages of splitter interaction limited by 10-15 percents of the radiation wavelength.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.264-269 (2006)

УДК 531.10

НУЛИ ЯНГА–ЛИ МОДЕЛИ ПОТТСА НА РЕШЕТКЕ ХУСИМИ

Р.Г. ГУЛГАЗАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 декабря 2005 г.)

Рассмотрено распределение нулей Янга–Ли ферромагнитной модели Поттса на решетке Хусими. Благодаря рекурсивной структуре решетки Хусими, применяя теорию динамических систем, исследованы нули Янга-Ли для различных значений параметра Q модели Поттса и координационного числа решетки. Найдены плотности распределения нулей Янга-Ли и соответствующие критические показатели.

1. Введение

Исследование фазовых переходов и критических явлений в магнетиках является одной из важных задач статистической физики. Известно, что термодинамические потенциалы системы можно найти, если известна статистическая сумма (с.с.) модели. К сожалению, нахождение точной формулы для с.с. представляет большую трудность и она может быть вычислена только для некоторых простых моделей. В частности, для моделей Изинга и Поттса во внешнем поле с.с. можно представить в виде полинома от активности ($\mu = e^h$, где h – магнитное поле). В 1952г. Ли и Янг [1] доказали, что нули с.с. ферромагнитной модели Изинга на комплексной плоскости активности распределены по единичной окружности с центром в начале координат (нули Янга-Ли). Согласно теории Янга-Ли, сингулярности термодинамических потенциалов отсутствуют в областях на комплексной плоскости, где нет нулей с.с. Другими словами, нули с.с. представляют из себя границу раздела стабильных фаз. В точке, где в термодинамическом пределе нули с.с. пересекают положительную полуось, наблюдается фазовый переход. Нули с.с. также исследуются на комплексной плоскости температуры – нули Фишера [2].

В последние годы нули Янга-Ли активно исследуются [3–6]. В [6] был разработан метод для нахождения нулей Янга-Ли в моделях с фазовым переходом первого рода на рекурсивных решетках и получена формула для вычисления плотности нулей Янга-Ли. Показано, что в для модели Поттса на решетке Бете (рис.1а) нули Янга-Ли лежат на дугах окружностей с центром в начале координат и радиусом, зависящим от температуры и параметра Q модели Поттса.

В данной работе исследуются нули ферромагнитной модели Поттса на решетке Хусими (рис.1б).

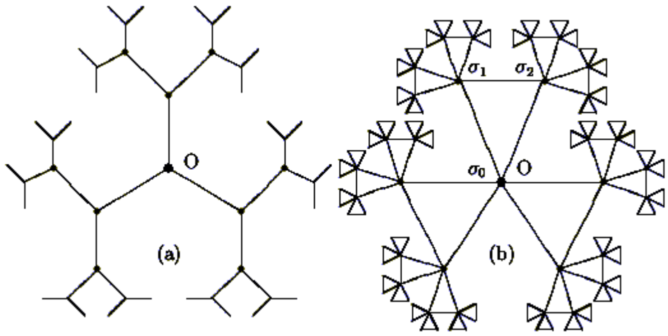


Рис.1. Решетки Бете (а) и Хусими (б) с координационным числом $\gamma = 3$.

2. Модель Поттса

Гамильтониан модели Поттса во внешнем поле имеет вид

$$-\beta H = J \sum_{<ij>} \delta(\sigma_i, \sigma_j) + h \sum_i \delta(\sigma_i, 0)\,, \tag{1}$$

где $\beta = 1/kT$, переменные Поттса σ_i определены в узлах решетки (рис.1б) и принимают значения $\sigma_i = 0,1,2,\ldots,Q-1$. В данной работе рассматривается только ферромагнитный случай $(J > 0)$. Суммирование в первой сумме (1) ведется по всем парам ближайщих соседних узлов, а во второй – по всем узлам решетки. Заметим, что модель Поттса при $Q = 2$ и $T \to 2T$ переходит в модель Изинга.

Используя рекурсивную структуру решетки Хусими, выведем рекуррентное уравнение для с.с. Разрезав решетку Хусими в центральном узле О, она разобьется на γ независимых ветвей. Обозначив через $g_N(\sigma_0)$ статистический вес одной из ветвей, для с.с. модели получим

$$Z = \sum_{\{\sigma\}} e^{-\beta H} = \sum_{\sigma_0} e^{h\delta(\sigma_0,0)} g_N^{\gamma}(\sigma_0)\ . \tag{2}$$

Разрезая теперь верхнюю ветвь в узлах σ_1 и σ_2 (рис.1б) и разбивая ее на $2(\gamma-1)$ независимых подветвей со статистическими весами $g_{N-1}(\sigma_1)$ и $g_{N-1}(\sigma_2)$, получим рекуррентное уравнение для $g_N(\sigma_0)$:

$$g_N(\sigma_0) = \sum_{\sigma_1,\sigma_2} e^{J(\delta(\sigma_1,\sigma_0)+\delta(\sigma_2,\sigma_0)+\delta(\sigma_1,\sigma_2))+h(\delta(\sigma_1,0)+\delta(\sigma_2,0))} g^{\gamma-1}{}_{N-1}(\sigma_1) g^{\gamma-1}{}_{N-1}(\sigma_2)\,. \tag{3}$$

Вводя вспомогательную переменную $x_N = g_N(\sigma = 0) / g_N(\sigma \neq 0)$, получим рекуррентное уравнение для x_N, где $z = e^J$ и $\mu = e^h$:

$$x_{N+1} = f(x_N), \qquad f(x) = \frac{z^3 \mu^2 x^{2(\gamma-1)} + 2(Q-1) z \mu x^{\gamma-1} + (Q-1)(z+Q-2)}{z \mu^2 x^{2(\gamma-1)} + 2(z\mu + Q - 2) x^{\gamma-1} + z^3 + (Q-2)(2z+Q-1)}. \tag{4}$$

Хотя величина x не имеет физического смысла, термодинамические функции модели (такие, как намагниченность) в центральном узле можно выразить через x:

$$M = Z^{-1}\sum_{\sigma_0}\delta(\sigma_0,0)\, e^{-\beta H} = \mu\, x^{\gamma}(\mu\, x^{\gamma}+Q-1)^{-1}\ . \tag{5}$$

Термодинамические свойства системы определяются устойчивыми фиксированными точками (ф.т.) рекуррентного уравнения (4). Ф.т. определяются из уравнения $f(x)=x.$ Согласно теории динамических систем, ф.т. $\overline{x}$ притягивающая, если $|\lambda|<1,$ где $\lambda=f'(\overline{x})$ и называется собственным значением ф.т.; отталкивающая, если $|\lambda|>1,$ и нейтральная, если $|\lambda|=1$ [8]. При высоких температурах $(1<z<z_c)$ отображение (4) имеет только одну ф.т., которая соответствует парамагнитной фазе. При уменьшении температуры парамагнитная ф.т. постепенно теряет свою устойчивость и при температурах ниже критической $(z>z_c)$ возникают две новые устойчивые ф.т., соответствующие двум различным намагниченностям ферромагнитной фазы.

3. Нули Янга-Ли и область метастабильности

Согласно [6,9], для моделей с фазовым переходом первого рода нули Янга-Ли лежат на линии сосуществования (раздела) двух фаз на комплексной плоскости активности. Фазовый переход первого рода определяется из условия равенства по модулю производных рекурсивной функции (4) в двух притягивающих фиксированных точках [9]. При этом очевидно, что необходимым условием фазового перехода первого рода является существование двух притягивающих ф.т. Нули Янга-Ли определяются из условия равенства по модулю производных рекурсивной функции (4) в двух притягивающих фиксированных точках [6]:

$$f(x_1)=x_1,\quad f(x_2)=x_2,\quad \left|f'(x_1)\right|=\left|f'(x_2)\right|\le 1. \tag{6}$$

Известно, что для моделей Изинга и Поттса при температурах ниже критической температуры существует максимальное значение магнитного поля, ниже которого существуют метастабильные состояния [10]. Значение этого магнитного поля находится из условия существования нейтральной ф.т. [6]. Исследования показывают, что для модели Поттса на комплексной плоскости активности существует область метастабильности, внутри которой рекуррентное уравнение (4) имеет две притягивающие ф.т. Отсюда следует, что нули Янга-Ли всегда лежат внутри области метастабильности. Граница области метастабильности определяется из условия существования нейтральной ф.т., т.е. $f(x)=x,\ \left|f'(x)\right|=1.$ В случае модели Изинга (Q= 2) области метастабильности и нули Янга-Ли показаны на рис.2. Сплошные линии соответствуют границе области метастабильности, а нули Янга-Ли (пунктирные линии) лежат на единичной окружности в согласии с теоремой Янга-Ли [1]. Из рис.2 видно, что при $T > T_c$ нули Янга-Ли распределены по дуге окружности и не пересекают положительную полуось. Края дуги в распределении нулей Янга-Ли называются точками граничной сингулярности. Для моделей на регулярных решетках плотность нулей Янга-Ли в точках граничной сингулярности имеет сингулярное поведение и соответствующие критические показатели связаны с классическими критическими показателями [11]. Если формально рассмотреть x как функцию от μ, то прямым расчетом можно показать, что точки граничной сингулярности соотвествуют сингулярностям $x(\mu)$. Причем условие сингулярности для $x(\mu)$ эквивалентно условию $f(x)=x,\ f(x)=1$. Представляя рекурсивную функцию (4) как отношение двух полиномов, $f(x)=P(x)/Q(x)$, получим: $P(x)-xQ(x)=0,\quad P'(x)-Q(x)-xQ'(x)=0$. Отсюда видно, что в точках граничной сингулярности уравнение фиксированной точки имеет двояко вырожденные решения и обе эти ф.т. нейтральные. Аналогично, из условия существования критической точки: $f(x)=x,\quad f'(x)=1,\quad f''(x)=0$, получается, что в критической точке существуют три вырожденные нейтральные ф.т.

Рис.2. Нули Янга-Ли для модели Поттса (Q= 2) на решетке Хусими (γ=2).

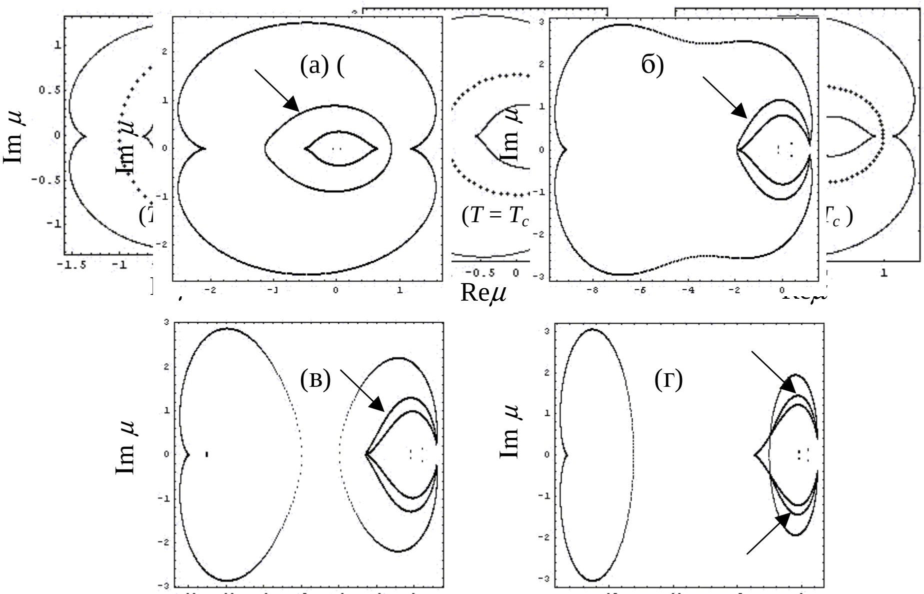


Рис.3. Нули Янга-Ли модели Поттса (Q=3) на решетке Хусими с координационным числом γ= 3 (а) $T< T_c$ (б) $T> T_c$ (в,г) $T >> T_c$.

На рис.3 стрелками показаны нули Янга-Ли модели Поттса с Q= 3 на решетке Хусими с γ= 3. Отличительной особенностью нулей Янга-Ли на решетке Хусими является то, что при $Q \neq 2$ они не лежат на окружностях. Более того, при достаточно высоких температурах, намного больших температуры Кюри, область метастабильности разбивается на несколько частей, что в свою очередь ведет к дополнительному расщеплению нулей Янга-Ли. Однако эти явления происходят только на комплексной плоскости вдали от положительной полуоси и никак не влияют на физические свойства системы.

4. Плотность распределения нулей Янга-Ли

Плотность нулей Янга-Ли $g(R_\mu,\theta)$ вычисляется по формуле [6]

$$\lim_{r\to R_\mu^+} M(\mu)|_{\mu=re^{i\theta}} - \lim_{r\to R_\mu^-} M(\mu)|_{\mu=re^{i\theta}} = -4\pi\, g(R_\mu,\theta)\,, \qquad (7)$$

где R_μ и θ – радиус и фаза активности μ, а $M(\mu)$ – намагниченность (5). Типичный график плотности распределения нулей Янга-Ли для модели Поттса представлен на рис.4. Численно показано, что вблизи точек крайней сингулярности плотность нулей Янга-Ли стремится к нулю и имеет степенное поведение:

$$g(R_\mu,\theta) \propto |\,\theta-\theta_0\,|^{\sigma}, \quad \sigma = \frac{1}{\delta} = \begin{cases} = \dfrac{1}{2}, & T > T_c\,, \\ = \dfrac{1}{3}, & T = T_c\,, \end{cases} \qquad \theta_0(T) \propto (T-T_c)^{\Delta}, \quad \Delta = \frac{3}{2} = \beta\delta\,,$$

где σ и Δ – критические показатели граничной сингулярности, а β и δ– классические критические показатели. Данные результаты находятся в хорошем согласии с ранее полученными результатами для бесконечномерных решеток [6,11].

(((

($T > T_c$) ($T = T_c$) ($T < T_c$)

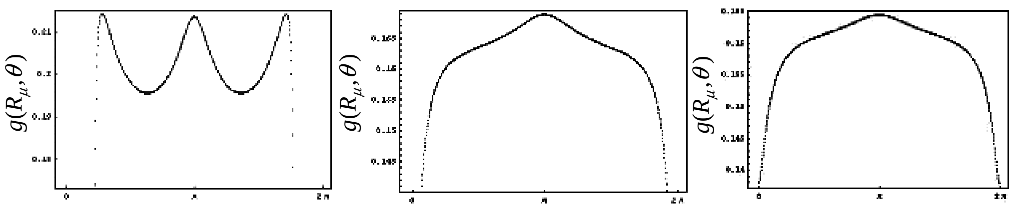


Рис.4. Плотность нулей Янга–Ли модели Поттса (Q=2) на решетке Хусими (γ=2), R_μ=1.

Автор выражает благодарность Н.С.Ананикяну за обсуждение статьи и ценные замечания. Работа выполнена при финансировании из гранта ANSEF No.PS46.

ЛИТЕРАТУРА

1. **T.D. Lee**, **C.N.Yang**. Phys. Rev., **87,** 404, 410 (1952).
2. **M.E.Fisher**, Lectures in Theoretical Physics, ed. W.E.Brittin, Univ. of Colorado Press, Boulder, 1965, vol.7c, p.1.
3. **S.-Y.Kim, R.J.Creswick.** Phys. Rev. E, **63**, 066107 (2001); **B.P.Dolan** et al. J. Phys. A: Math. Gen., **34**, 6211 (2001).
4. **Р.Гулгазарян.** Изв. НАН Армении, Физика, **37,** 211 (2002).
5. **R.G.Ghulghazaryan, N.S.Ananikian.** J. Phys. A: Math. Gen., **36**, 6297 (2003), and references therein.
6. **R.G.Ghulghazaryan, N.S.Ananikian, P.M.A.Sloot.** Phys. Rev. E, **66**, 046110 (2002), and references therein.
7. **R.G.Ghulghazaryan**, Intern. Journ. Mod. Phys. B, **14**, 589 (2000); **N.S.Ananikian**,

R.G.Ghulghazaryan. Phys. Lett. A, **277**, 249 (2000).
8. **A.F.Beardon.** Iteration of Rational Functions. Springer, New York, 1991.
9. **M.Biskup** et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 4794 (2000); **J.L.Monroe.** Phys. Lett. A, **188**, 80 (1994).
10. **F.Peruggi** et al. J. Phys. A: Math. Gen, **16**, 811 (1983); **F.S. de Agular** et al. J. Stat. Phys., **64**, 673 (1991).
11. **M.E.Fisher.** Phys. Rev. Lett., **40**, 1610 (1978).

ՀՈՒՍԻՄԻԻ ՑԱՆՑԻ ՎՐԱ ՍԱՀՄԱՆՎԱԾ ՓՈԹՍԻ ՄՈԴԵԼԻ ՅԱՆԳ–ԼԻԻ ԶՐՈՆԵՐԸ

Ռ.Գ. ՂՈՒԼՂԱԶԱՐՅԱՆ

Հետազոտված են Հուսիմիի ցանցի վրա սահմանված Փոթսի ֆեռոմագնիսական մոդելի Յանգ–Լիի զրոների բաշխվածությունը: Կիրառելով դինամիկ համակարգերի տեսությունը՝ շնորհիվ Հուսիմիի ցանցի ռեկուրսիվ բնույթի, հետազոտված են Փոթսի մոդելի Յանգ-Լիի զրոները Փոթսի մոդելի Q պարամետրի և Հուսիմիի ցանցի կոորդինացիոն թվի տարբեր արժեքների համար: Ստացված են Յանգ-Լիի զրոների բաշխման խտությունները և համապատասխան կրիտիկական ցուցիչները:

YANG–LEE ZEROS OF THE POTTS MODEL ON A HUSIMI LATTICE

R.G. GHULGHAZARYAN

The distribution of the Yang-Lee zeros of the ferromagnetic Potts model on a Husimi lattice is studied. Using the recursive structure of a Husimi lattice and the dynamical systems theory, the Yang-Lee zeros of the Potts model are investigated for different values of the parameter Q of the Potts model and coordination number of the Husimi lattice. Densities of the distribution of the Yang-Lee zeros and corresponding critical exponents are found.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.270-280 (2006)

УДК 539.2

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ НА СЛОЕ, НАДЕЛЕННОМ НАНОСТРУКТУРОЙ С ОГРАНИЧИВАЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ В ВИДЕ ДВОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЫ

Д.М. СЕДРАКЯН[1], А.Ж. ХАЧАТРЯН[2], В.Д. БАДАЛЯН[1], В.А. ХОЕЦЯН[1]

[1]Ереванский государственный университет

[2] Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 9 февраля 2006 г.)

Исследована проблема оптимизации интенсивности излучения второй гармоники на слое, наделенном наноструктурой с ограничивающим потенциалом в виде двойной квантовой ямы. Выявлены значения параметров ямы, обеспечивающие режим двойного резонанса. Изучены зависимости оптических характеристик системы от параметров ямы. Показано, что максимальное преобразование излучения получается при наибольшем значении коэффициента генерации второй гармоники.

1. В настоящее время одной из центральных задач оптики низкоразмерных полупроводниковых систем является получение высокоэффективной генерации второй гармоники (ГВГ) электромагнитного излучения на квантовых ямах [1-3]. Для теоретического исследования этого вопроса рассматривались асимметричные наноструктуры с несколькими эквидистантно расположенными энергетическими уровнями [3-20]. Нахождение ограничивающего потенциала, обеспечивающего эквидистантность энергетических уровней, является сложной вариационной задачей, которая не имеет однозначного решения. Параметры потенциала могут быть варьированы таким образом, чтобы при изменении положений уровней эквидистантность между ними сохранялась. Однако вариация параметров, не нарушая условий резонанса, сильно влияет на значения дипольных матричных элементов переходов, что, в свою очередь, может привести к значительному изменению оптических характеристик системы. Из сказанного, в частности, следует, что задача нахождения условий оптимальной ГВГ не может быть полностью решена в рамках микроскопической теории, т.е. выявлением параметров наноструктуры, приводящих к максимальному коэффициенту ГВГ или же минимальному коэффициенту поглощения на удвоенной частоте фотона. Полная теория оптимизации, наряду с определением оптических характеристик, должна также рассматривать решения уравнений макроскопических полей, определяющих интенсивности основного и генерируемого излучений при различных значениях оптических характеристик системы [4].

2. Пусть плоская монохроматическая электромагнитная волна падает на однородный слой, наделенный наноструктурой, представляющей собой слоистую систему на основе материала $\mathrm{GaAs/Al_pGa_{1-p}As}$. Будем рассматривать излучение лазера на $\mathrm{CO_2}$, фотоны которого вызывают резонансные переходы между размерно-квантованными уровнями электронного спектра структуры (энергия фотона $\hbar\omega = 0.116$ эВ). Для рассматриваемого материала зависимость энергии запрещенной зоны от параметра состава p имеет следующий вид [13]:

$$E_g = E_g^{GaAs} + 1.36p + 0.22p^2, \tag{1}$$

где $E_g^{GaAs} = 1.42$ эВ. Разница нижних границ зон проводимости в различных участках гетеросистемы, формирующая ограничивающий потенциал, получается из E_g вычитанием значения энергии сдвига потолка валентной зоны $\Delta E_v = 0.48p$. Различие эффективной массы электрона M в разных материалах, а также эффект непараболичности зон, т.е. зависимость M от энергии электрона E для рассматриваемой системы учитывается формулой [13]

$$M = m(0.067 + 0.083p)\left[1 \pm \frac{U(p) - E}{E_g}\right], \tag{2}$$

где m – масса свободного электрона, U – потенциальная энергия, знак “+” в квадратной скобке отвечает условию $U(p) > E$, знак “–” – условию $U(p) \le E$.

Мы ограничим наше исследование выбором параметра состава $p = 0.4$, т.е. рассмотрим наноструктуру

$$\mathrm{Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As}, \tag{3}$$

которая создает ограничивающий потенциал в виде прямоугольной потенциальной ямы с глубиной $V \approx 0.347$ эВ, содержащей внутри себя прямоугольный барьер (двойная квантовая яма). В такой системе можно получить энергетические уровни, равноудаленные друг от друга.

Потенциал структуры (3), а также эффективная масса электрона в различных областях ямы могут быть представлены в следующем виде:

$$U(x), M(x) = \begin{cases} V, M, & x < 0, \\ 0, m, & 0 < x < z, \\ V, M, & z < x < z + d, \\ 0, m, & z + d < x < L, \\ V, M, & x > L, \end{cases} \tag{4}$$

где $U(x)$, $M(x)$ – значения потенциальной энергии и эффективной массы электрона в соответствующих областях, L – ширина ямы, d – толщина барьера; параметр z, определяющий положение барьера внутри ямы, может принимать значения в интервале $[0, L-d]$.

Для потенциала (4) спектр связанных состояний определяется из следующего уравнения [21]:

$$\mathrm{tg}\{kd\} = \frac{2mM\chi k\,\mathrm{Re}(1/t) + (m^2\chi^2 - M^2k^2)\,\mathrm{Im}(1/t) - (m^2\chi^2 + M^2k^2)\,\mathrm{Im}(r/t)}{2mM\chi k\,\mathrm{Im}(1/t) - (m^2\chi^2 - M^2k^2)\,\mathrm{Re}(1/t) + (m^2\chi^2 + M^2k^2)\,\mathrm{Re}(r/t)}, \quad (5)$$

где

$$\chi = \sqrt{2M(E-V)/\hbar^2}, \qquad k = \sqrt{2mE/\hbar^2}, \quad (6)$$

r и t – амплитуды отражения и прохождения электрона через прямоугольный барьер с центром в точке $x = z + d/2$:

$$\frac{1}{t} = \exp\{ikd\}\left[\cos\{\chi d\} - i\frac{m^2\chi^2 + M^2k^2}{2mM\chi k}\sin\{\chi d\}\right], \quad (7)$$

$$\frac{r}{t} = \frac{i(m^2\chi^2 - M^2k^2)}{2mM\chi k}\exp\{ik(d+2z)\}\sin\{\chi d\}. \quad (8)$$

Ниже мы будем интересоваться теми значениями параметров (4), при которых в системе реализуется режим двойного резонанса, т.е. энергии связанных состояний эквидистантны, а разница между ними кратна энергии падающего фотона $\hbar\omega$.

Прежде всего найдем те условия, при которых в рассматриваемой модели возможен двойной резонанс. Как видно из формул (5)-(8), при фиксированных глубине квантовой ямы и высоте прямоугольного барьера, а также значениях эффективной массы в различных областях гетеросистемы, уравнение (5), определяющее спектр связанных состояний, содержит три независимых параметра: *d*, *z*, *L*. Уравнение (5) может рассматриваться как некоторое соотношение, связывающее энергии состояний E_n с этими параметрами:

$$f(E_n, d, z, L) = 0. \quad (9)$$

Потребуем теперь, чтобы первые три энергетических уровня были эквидистантны. Обозначив расстояние между ближайшими уровнями через Δ $(\Delta = E_2 - E_1 = E_3 - E_2)$ и используя (9), условие эквидистантности может быть записано в виде следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} f(E_1, d, z, L) = 0, \\ f(E_1 + \Delta, d, z, L) = 0, \\ f(E_1 + 2\Delta, d, z, L) = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Исследование системы трансцендентных уравнений (10) в общем случае может быть проведено численными методами. Очевидно, что система (10) обладает решением только при определенных значениях параметров модели. Так, если рассматривать один из параметров потенциала как свободный (например, толщину барьера *d*), то при $\Delta = \mathrm{const}$ положение первого уровня E_1, а также ширина ямы L и положение барьера z должны зависеть от *d*. Последнее означает также наличие зависимости между величинами E_1, L, z.

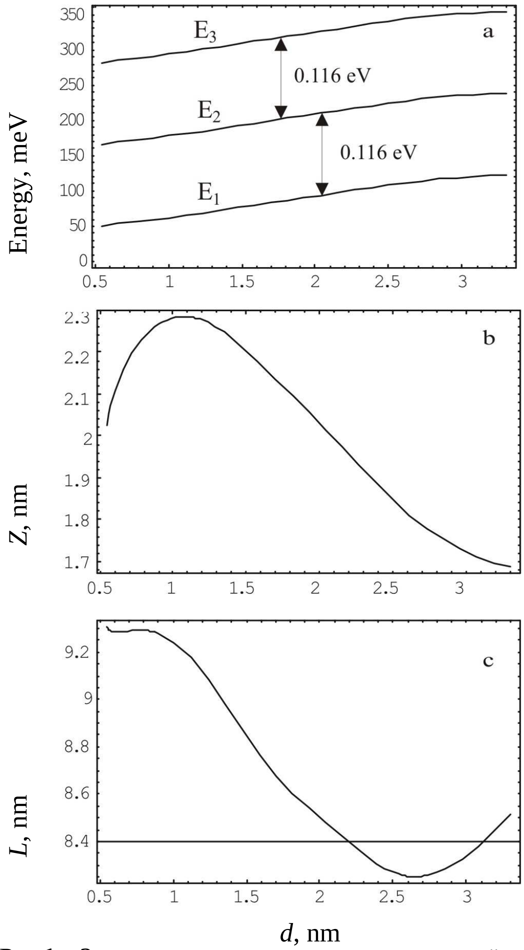


Рис.1. Зависимость энергетических уровней и параметров потенциала z, L от ширины барьера d.

На рис.1a представлены зависимости значений энергий уровней E_1, E_2, E_3 и L, z от ширины барьера d в режиме двойного резонанса для случая $E_2 - E_1 = E_3 - E_2 = \hbar\omega = 0.116$ эВ. На рис.1b,c представлены зависимости величин z, L от d, при которых возможен режим двойного резонанса. Как видно из рис.1a, увеличение толщины барьера ведет к увеличению энергий уровней. Заметим также, что эквидистантность уровней может быть достигнута только для значений d начиная с 0.55 нм. Эта величина соответствует минимальному значению ширины барьера, способному переместить энергетические уровни пустой ямы на требуемую величину. Верхний предел значений d не ограничен, т.е. эквидистантность между уровнями может быть достигнута при любом сколь угодно большом d. Как видно из рис.1a, при больших значениях d положение уровней структуры почти не меняется. Последнее означает, что при больших значениях d двойная квантовая яма представляет собой две раздельные прямоугольные ямы, между которыми, вследствие большой толщины разделяющей их стенки, туннельный переход электрона невозможен. На рис.1b показана зависимость положения барьера внутри ямы от его ширины. Из рисунка видно, что зависимость L от d не является монотонной. В частности, наибольшая удаленность барьера от стенки ямы достигается при $d \approx 1.07$ нм. Как видно из рис.1c, ширина ямы также оказывается немонотонной функцией от толщины барьера, причем L в области значений d достигает двух минимумов и одного максимума. Из рис.1b,c легко также заметить, что при $d \to \infty$ ширина ям не меняется ($z \to$const и $L - z - d \to$ const), в то время как L линейно меняется по d.

3. Вычислим оптические характеристики модели в режиме двойного резонанса. Коэффициент ГВГ $\chi_{2\omega}^{(2)}$, а также коэффициенты поглощения на основной α_ω и удвоенной частоте $\alpha_{2\omega}$, в режиме двойного резонанса, определяются согласно обычным формулам [3]

$$\alpha_\omega = \frac{e^2 \rho\omega}{\varepsilon_0 nc} \frac{\mu_{12}^2}{\hbar\Gamma}, \qquad \alpha_{2\omega} = \frac{2e^2 \rho\omega}{\varepsilon_0 nc} \frac{\mu_{13}^2}{\hbar\Gamma}, \qquad \chi_{2\omega}^{(2)} = \frac{e^3 \rho}{\varepsilon_0} \frac{\mu_{12}\mu_{31}\mu_{23}}{(\hbar\Gamma)^2}, \tag{11}$$

где $\mu_{lm} = \langle l \,|\, x \,|\, m \rangle$ – дипольный матричный элемент перехода между l-ой и m-ой минизонами, e – заряд электрона, $\hbar\omega$ – энергия фотона, ρ – плотность поверхностных зарядов и $\Gamma_{12} = \Gamma_{13} = \Gamma$ соответствует времени спонтанного перехода электрона из l-ой минизоны в m-тую минизону, n – показатель среды, которая считается не зависящей от ω. Из (11), в частности, видно, что для нахождения структуры с максимальным значением $\chi_{2\omega}^{(2)}$ необходимо определить те значения параметров потенциала, для которых произведение дипольных матричных элементов переходов $|\,\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}\,|$ максимально.

На рис.2a показаны зависимости дипольных матричных элементов от толщины барьера. Как видно из рисунка, увеличение ширины барьера ведет к уменьшению значений дипольных матричных элементов для переходов между третьим и вторым, а также между вторым и первым уровнями. Из рисунка также видно, что зависимость μ_{13} от d является немонотонной, в то время как μ_{12}, μ_{23} при увеличении d убывают. Для больших значений d матричные элементы μ_{23}, μ_{12} стремятся к нулю, а μ_{31} имеет конечный предел, из чего, в частности, следует, что при определенных значениях d значение μ_{31} должно превосходить значения матричных элементов μ_{23}, μ_{12}. Такое поведение зависимости μ_{31}, μ_{23}, μ_{12} от ширины барьера имеет место для произвольной двойной квантовой ямы вне зависимости от величины энергии фотона. Действительно, при $d >> 1$ мы имеем две почти полностью раздельные квантовые ямы, волновые функции которых слабо перекрываются. В одной яме локализуется волновая функция только второго уровня, в то время как в другой локализуются первый и третий уровни. Если ширина одной ямы будет выбрана таким образом, чтобы его уровень попадал в середину уровней другой, то неограниченное увеличение толщины барьера d не будет влиять на уровни энергии.

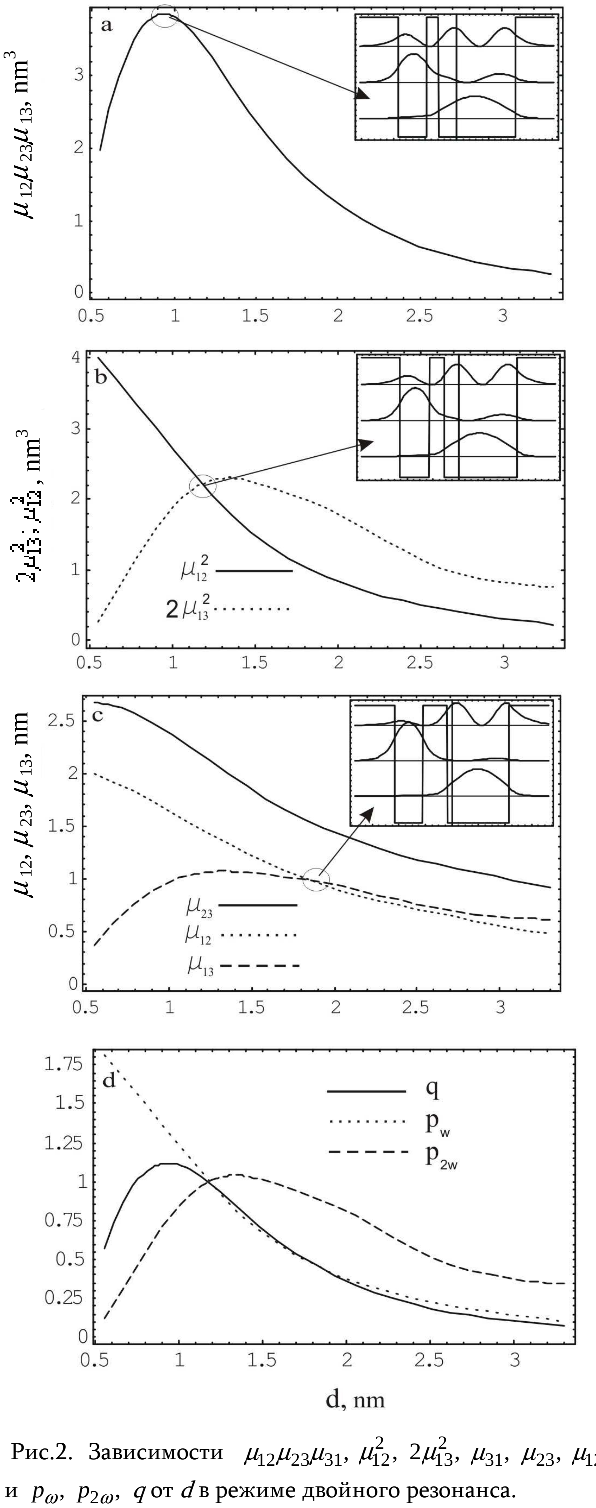


Рис.2. Зависимости $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$, μ_{12}^2, $2\mu_{13}^2$, μ_{31}, μ_{23}, μ_{12} и p_{ω}, $p_{2\omega}$, q от d в режиме двойного резонанса.

На рис.2b представлена зависимость коэффициентов поглощения на основной

$\alpha_\omega \sim |\mu_{12}|^2$ и удвоенной частотах $\alpha_{2\omega} \sim 2|\mu_{13}|^2$ от толщины барьера. Заметно, что α_ω является монотонно убывающей функцией, в то время как $\alpha_{2\omega}$ имеет один максимум. Примечательно, что $\alpha_{2\omega}$ может быть как больше, так и меньше α_ω. Равенство $\alpha_{2\omega} = \alpha_\omega$ имеет место тогда, когда параметры потенциала принимают следующие значения: $d = 1.18$ нм, $L = 9.14$ нм, $z = 2.28$ нм, для которых $|\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}| = 3.44$ нм³, $2|\mu_{13}|^2 = |\mu_{12}|^2 = 2.21$ нм².

На рис.2с показана зависимость произведения дипольных матричных элементов переходов от толщины барьера. Как видно из графика, коэффициент генерации в зависимости от d имеет явно выраженный максимум. Максимум $|\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}| = 3.848$ нм³ достигается при $d = 0.925$ нм, $L = 9.275$ нм, $z = 2.271$ нм. При этом $2|\mu_{13}|^2 = 2.98$ нм² и $|\mu_{12}|^2 = 1.71$ нм², которые, согласно (11), определяют коэффициенты поглощения на основной и удвоенной частотах.

4. На основе проведенных в п.3 вычислений рассмотрим задачу определения интенсивности излучения второй гармоники для однородного слоя с коэффициентом генерации $\chi_{2\omega}$ и коэффициентами поглощения α_ω, $\alpha_{2\omega}$. В приближении медленно меняющихся амплитуд при малой дисперсии $(n(2\omega) = n(\omega) = n \approx 3.2)$ интенсивности основного I_1 и генерированного I_2 излучения как функции от толщины слоя s определяются следующей системой нелинейных уравнений [22]:

$$\frac{dA_1}{ds} + \frac{\alpha_\omega}{2} A_1 = -\sigma A_1 A_2 \exp\{-i\Delta ks\}, \tag{12}$$

$$\frac{dA_2}{ds} + \frac{\alpha_{2\omega}}{2} A_2 = \sigma A_1^2 \exp\{-i\Delta ks\} \tag{13}$$

с начальными условиями $A_1(0) = A_0$ и $A_2(0) = 0$. Величины A_1 и A_2 связаны с напряженностью электрического поля основной и второй гармоник соотношениями $A_1 = \sqrt{n/\omega}\, E_1$ и $A_2 = \sqrt{n/\omega}\, E_2$. Уравнения (12), (13) являются системой укороченных уравнений для описания основной и генерированной наноструктурой электромагнитных волн, в которых пренебрегается вторыми производными амплитуд по полю. На первый взгляд, вследствие малости длины взаимодействия волн применение данного приближения может вызвать сомнение. Однако, с учетом приближенного характера проводимого далее расчета, а также основной цели представленной работы, а именно: показать, что оптимизировать эффективность генерации нужно не только по микроскопическим параметрам задачи, но и по макроскопическим, т.е. длине взаимодействия, малость ширины наноструктурированного слоя не является ограничивающим фактором. Вследствие этого расчет макроскопических полей далее проводится с применением приближения медленно меняющихся амплитуд. Коэффициент σ, связывающий уравнения (12), (13), выражается через $\chi_{2\omega}$ согласно следующей формуле:

$$\sigma = \chi_{2\omega} \frac{\sqrt{2}}{c} \left(\frac{\omega}{n}\right)^{3/2}. \tag{14}$$

Величина $\Delta k = k_2 - 2k_1$ является разницей между волновыми числами основной и генерированной волн. Далее мы будем полагать ее равной нулю $(\Delta k = 0)$ вследствие малости дисперсии. Важно отметить, что предположение $n(\omega) = n(2\omega)$ для рассматриваемой нами задачи вполне приемлемо вследствие большой оптической нелинейности. Ширина слоя $s_{\max}$, обеспечивающая на выходе наибольшую мощность излучения второй гармоники, намного меньше расстояния $2\pi / \Delta k = 165$ нм, на котором заметно проявляется эффект дисперсии. Согласно [3], даже при малой интенсивности поля основной гармоники на входе отношение $2\pi\, s_{\max} / \Delta k \sim 10^{-2}$.

Как следует из (11), (14), коэффициенты уравнений (12), (13) в режиме двойного резонанса могут рассматриваться как функции от параметров наноструктуры, т.е. $\alpha_\omega = \alpha_\omega(d,\, L,\, z)$, $\alpha_{2\omega} = \alpha_{2\omega}(d,\, L, z)$ и $\sigma = \sigma(d,\, L, z)$. Важно заметить, что режим двойного резонанса налагает определенную зависимость величин L и z от d (см. рис.2b,c). Это означает, что оптические характеристики системы, в конечном счете, зависят только от величины d, т.е. $\alpha_\omega = \alpha_\omega(d)$, $\alpha_{2\omega} = \alpha_{2\omega}(d)$ и $\sigma = \sigma(d)$.

Решение системы уравнений (12), (13) даже в предположении $\Delta k = 0$ возможно только численными методами. Однако, в отсутствие дисперсии поглощения, когда $\alpha_{2\omega} = \alpha_\omega = \alpha$, система уравнений (12), (13) имеет аналитическое решение [23]:

$$A_1(s) = \frac{A_0 \exp\{-\alpha s / 2\}}{\cosh\left[\dfrac{2\sigma_0 A_0}{\alpha}\left(1 - \exp\{-\alpha s / 2\}\right)\right]}, \tag{15}$$

$$A_2(s) = \frac{A_0 \exp\{-\alpha s / 2\}}{\tanh\left[\dfrac{2\sigma_0 A_0}{\alpha}\left(1 - \exp\{-\alpha s / 2\}\right)\right]}, \tag{16}$$

где через σ_0 обозначено значение σ при условии $\alpha_{2\omega} = \alpha_\omega$ (см. ниже). Мы показали, что для рассматриваемой наноструктуры при определенном выборе значений ее параметров случай бездисперсионного поглощения может быть реализован. Как следует из результатов п.3, это условие реализуется при $d = 1.18$ нм. Согласно расчетам, в данном случае $\alpha = \alpha_\omega$ (1.18 нм) $= \alpha_{2\omega}$ (1.18 нм) и $\sigma_0 = \sigma$ (1.18 нм).

Рассмотрим общий случай, когда в системе присутствует дисперсия поглощения $(\alpha_{2\omega} \neq \alpha_\omega)$. Для удобства будем измерять величины α_ω, $\alpha_{2\omega}$ и σ в единицах α, σ_0:

$$\alpha_\omega = p_\omega \alpha\,, \quad \alpha_{2\omega} = p_{2\omega}\alpha\,, \quad \sigma = q\sigma_0\,, \tag{17}$$

где p_ω, $p_{2\omega}$ и q являются безразмерными величинами, зависящими только от d. Введя обозначения $a_1 = A_1 / A_0$, $a_2 = A_2 / A_0$ и $t = \alpha s$, из (15), (16) получим

$$\frac{da_1}{dt} + \frac{p_\omega}{2} a_1 = -\frac{\sigma_0 A_0}{\alpha} q a_1 a_2\,, \qquad \frac{da_2}{dt} + \frac{p_{2\omega}}{2} a_2 = \frac{\sigma_0 A_0}{\alpha} q a_1^2\,, \tag{18}$$

с начальными условиями $a_1(0) = 1$, $a_2(0) = 0$.

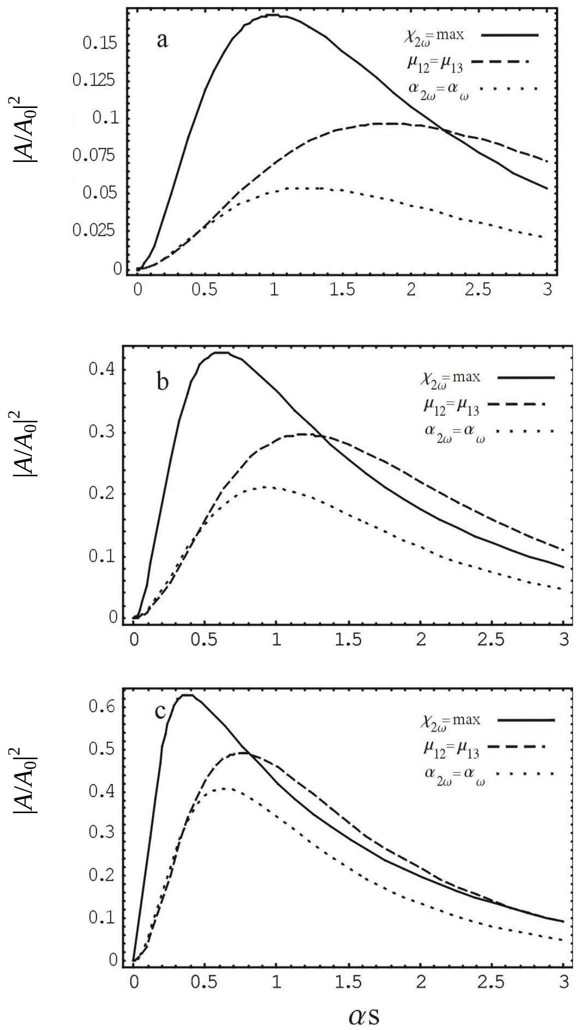


Рис.3. Зависимости $|A_2|^2/|A_0|^2$ от нормированной толщины наноструктурированного слоя αs в режиме двойного резонанса для трех различных случаев: $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}=\max$, $\mu_{12}=\mu_{31}$, $\alpha_{\omega}=\alpha_{2\omega}$ и для трех разных значений параметра $2\sigma_0 A_0/\alpha=1;\ 2.5;\ 5$ (рис. a, b, c, соответственно).

Ниже исследуем решение системы уравнений (18) при различных значениях d. На рис.2d изображены зависимости параметров p_{ω}, $p_{2\omega}$ и q от d. Случай бездисперсионного поглощения соответствует точке пересечения трех кривых в точке $d=1.18$ нм $(p_{\omega}=p_{2\omega}=q=1)$. Рассмотрим еще два случая. Первый соответствует равенству матричных элементов переходов $\mu_{12}=\mu_{31}$, который рассматривался в работе [4] как наиболее оптимальный для преобразования основного излучения в излучение второй гармоники. Для этого случая $p_{\omega}=1.32$, $p_{2\omega}=0.76$, q = 1.12. Второй случай отвечает системе с максимальным значением коэффициента генерации. Согласно расчету, при этом имеем $p_{\omega}=0.44$, $p_{2\omega}=0.87$ и $q=0.43$.

На рис.3 представлена зависимость $|A_2|^2/|A_0|^2$ от длины слоя в режиме двойного резонанса для трех различных случаев: $|\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}| = \max$, $\mu_{12} = \mu_{31}$, $\alpha_\omega = \alpha_{2\omega}$ для трех различных значений параметра $2\sigma_0 A_0 / \alpha$. Как видно из представленных на рисунке графиков, максимальное преобразование излучения получается при наибольшем значении коэффициента генерации второй гармоники. Заметим также, что для больших значений αs эффект генерации второй гармоники становится более интенсивным при условии $\mu_{12} = \mu_{31}$.

Таким образом, можно заключить, что задача оптимизации для эффекта ГВГ не может быть выполнена только в рамках микроскопической теории. В зависимости от значений параметров наноструктуры, обеспечивающих режим двойного резонанса, условие, определяющее максимум интенсивности излучения второй гармоники, не является универсальным, как это предполагалось ранее [4]. В частности, это условие зависит не только от параметров потенциальной ямы, но также от толщины наноструктурированного слоя. Действительно, как видно из рис.3, условие, предложенное в работе [4], выполняется при больших d, а при малых значениях d условие максимума выполняется, когда коэффициент ГВГ максимален.

Работа выполнена в рамках АГП "Полупроводниковая микроэлектроника». Авторы выражают благодарность академику Э.М.Казаряну, профессору Г.К. Аветисяну и профессору А.О.Меликяну за полезное обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.C.West, S.J.Eglash**. Appl. Phys. Lett., **46**, 1156 (1985).
2. **M.M.Fejer, S.J.B.Yoo, R.L.Byes**. Phys. Rev. Lett., **62**, 1041 (1989).
3. **lia, C.C.Phillips.** Appl. Phys. Lett., **72,** 2654 (1998).
4. **E.Rosencher**. J. Appl. Phys., **73**, 1909 (1993).
5. **J.R.Meyer, C.A.Hoffman, F.J.Bartoli, L.R.Ram-Monah**. Appl. Phys. Lett., **67**, 2756 (1995).
6. **K.L.Vodopyanov, K.O'Neill, G.B.Serapiglia, C.C.Phillips**. Appl. Lett., **72**, 2654 (1998).
7. **Ch.Ma, L.Wang, S.Liu**. Solid-State Electronics, **44**, 2123 (2000).
8. **I.Vurgaftman, J.R.Meyer, L.R.Ram-Monah.** IEEE J. Quantum Electron., **32,** 1334 (1996).
9. **G. Lupre.** Surf. Sci. Rep., **35**, 75 (1999).
10. **K.X.Gou, Ch.Y.Chen, T.P.Das.** Optical and Quantum Electronics, **33**, 231 (2001).
11. **F.L.Madarasz, F.Szmulowicz, F.K.Hopkins**. Phys. Rev. B, **52**, 8964 (1995).
12. **K.Hagimoto, A.Moti.** Appl. Opt., **34**, 8276 (1995).
13. **G.Goldoni.** J. Appl. Phys., **89,** 1755 (2001).
14. **D.Indjin, Z.Ikonik, V.Milanovic, J.Radovanoveic**. IEEE J. Quantum Electron., **34**, 796 (1998); **A.Liu, S.L.Chuang, C.Z.Ning**. Appl. Phys. Lett., **76**, 333 (2000).
15. **A.Liu, S.L.Chuang, C.Z.Ning**. Appl. Phys. Lett., **76**, 333 (2000).
16. **S.Tomic, V.Milanovic, Z.Ikonic**. J. Phys.: Condens. Matter, **10**, 6523 (1998).
17. **J.Khurgin**. Appl. Phys. Lett., **51**, 2100 (1987); Phys. Rev. B, **38**, 4056 (1988).
18. **T.Park, G.Gumbs, Y.C.Chen**. J. Appl. Phys., **86**, 1467 (1999).
19. **H.Kuwatsuka, H.Ishikawa**. Phys. Rev. B, **50**, 5323 (1993).
20. **D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatrian, G.M.Andreasyan, V.D.Badalyan**. Optical and Quantum Electronics, **36**, 893 (2004).
21. **D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatrian**. Physica E, **19**, 309 (2003).
22. **A.Yariv**. Quantum Electronics. Wiley, New York, 1989.
23. **В.Г.Дмитриев, Л.В.Тарасов**. Прикладная нелинейная оптика. М., Наука, 1982.

ԵՐԿՐՈՐԴ ՀԱՐՄՈՆԻԿԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ԵՐԿԱԿԻ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍԻ
ՏԵՍՔՈՎ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՈՂ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼ ԱՊԱՀՈՎՈՂ
ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ՇԵՐՏԻՑ

Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Ա.Ժ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Վ.Դ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Վ.Ա. ԽՈՅԵՑՅԱՆ

Հետազոտված է երկրորդ հարմոնիկի ճառագայթման ինտենսիվության օպտիմալացման խնդիրը երկակի քվանտային փոսի տեսքով սահմանափակող պոտենցիալ ապահովող նանոկառուցվածքով օժտված շերտի համար: Որոշված են երկակի ռեզոնանս ապահովող փոսի պարամետրերի արժեքները: Ուսումնասիրված են համակարգի օպտիկական բնութագրերի կախվածությունները փոսի պարամետրերից: Ցույց է տրված, որ ճառագայթման առավել ձևափոխումը ստացվում է երկրորդ հարմոնիկի գործակցի առավել արժեքի դեպքում:

SECOND HARMONIC GENERATION FOR A NANOSTRUCTURED LAYER
WITH CONFINEMENT POTENTIAL IN THE FORM
OF DOUBLE QUANTUM WELL

D.M. SEDRAKIAN, A.ZH. KHACHATRIAN, V.D. BADALYAN, V.M. KHOYECYAN

The optimization problem of intensity of second harmonic generation for a nanostructured layer with confinement potential in the form of double quantum well is studied. The values of the well parameters providing the double resonance regime are evaluated. Dependences of the system optical characteristics on the well parameters are studied. It is shown that the maximum conversion of radiation takes place at the largest value of the second harmonic generation coefficient.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.281-286 (2006)

УДК 548.0

ОПТИКА СПИРАЛЬНЫХ СРЕД С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

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

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 сентября 2005 г.)

Рассмотрено прохождение электромагнитной волны через среду со спиральной структурой, обладающую отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Исследовано свойство инверсной селективности таких сред к поляризации по сравнению со средами с положительными параметрами. Рассмотрена частотная зависимость энергетического коэффициента отражения и передаваемого волной среде момента импульса в случаях сред с положительными и отрицательными параметрами.

1. Введение

Как известно, среды со спиральной периодической структурой, распространенными представителями которых являются холестерические жидкие кристаллы, обладают рядом особенностей взаимодействия с электромагнитной волной [1]. Одной из них является селективное к поляризации дифракционное отражение (ДО): волна с правой (левой) круговой поляризацией испытывает дифракционное отражение в среде, закрученной по правой (левой) спирали и не испытывает ДО в левозакрученной (правозакрученной) среде. При этом обычно магнитная проницаемость считается положительным скаляром; компоненты тензора диэлектрической проницаемости также считаются положительными.

Появление среди электромагнитных параметров отрицательных величин, как известно, приводит к появлению новых особенностей у среды. Так, немагнитный одноосный кристалл, у которого одна из компонент тензора диэлектрической проницаемости отрицательна, описывается поверхностью волновых векторов, являющейся не замкнутой поверхностью, как обычно [2(4], а открытой, а именно - гиперболоидом вращения [5].

В последнее время наблюдается большой интерес к так называемым левым средам, т.е. к средам с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями (ε_{ij}, μ_{ij}) [6,7], на особенности которых было обращено внимание в [8]. Одна из характерных особенностей таких сред - антипараллельность фазовой и групповой скоростей [8].

Среда, у которой одни компоненты тензоров ε_{ij} и μ_{ij} положительны, а другие - отрицательны, рассмотрена в [9], где, в частности, показано, что одна и та же среда может быть правой и левой (в зависимости от поляризации волны.

Как было отмечено в [10], в среде с отрицательными электромагнитными параметрами, обладающей спиральной структурой, появляется следующая особенность: волна с правой (левой) круговой поляризацией испытывает дифракционное отражение в среде, закрученной не по правой (левой) спирали, как известно в литературе для случая положительных электромагнитных параметров, а по левой (правой) спирали.

В настоящей работе продолжено исследование особенностей сред со спиральной структурой, обладающих отрицательными электромагнитными параметрами (ЭП). В пункте 2 изучено поведение соотношений, описывающих взаимодействие волны со средой (соотношения между компонентами амплитуд полей и дисперсионное уравнение) при переходе от положительных ЭП к отрицательным. Интерпретирована инверсная поляризационная селективность ДО сред с отрицательными ЭП по сравнению со средами с положительными ЭП. В пункте 3 исследована частотная зависимость энергетического коэффициента отражения спирального слоя, а также изменение поляризации при отражении и прохождении. На основании этих зависимостей изучена передача момента импульса волной средам с положительными и отрицательными ЭП.

2. Соотношения между компонентами амплитуд полей и дисперсионное уравнение при переходе от правого вещества к левому. Интерпретация инверсной селективности к поляризации

Соотношения между амплитудами и дисперсионное уравнение будем записывать для величин, относящихся к системе локальных осей, поворачивающихся вместе со структурой. Переход к этим осям удобен для рассмотрения свойств спиральных сред и был предложен Озееном [11] и впоследствии развит в [12].

Обозначим главные значения тензора ε_{ij} в плоскости, перпендикулярной оси среды, через ε_1 и ε_2, а главные значения тензора μ_{ij} - через μ_1 и μ_2. Введем локальную систему осей x', y'; ось x' делит пополам угол между направлениями, вдоль которых главные значения тензоров ε_{ij} и μ_{ij} равны, соответственно, ε_1 и μ_1, ось y' – то же для значений ε_2 и μ_2. Проекции электрического и магнитного полей **E** и **H** на оси x' и y' обозначим через $\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y$ и $_x$, $_y$, соответственно. При распространении волны (с частотой ω) вдоль оси среды имеем [12]:

$$\frac{\omega}{c}(\varepsilon_1 \cos^2 w + \varepsilon_2 \sin^2 w)\mathcal{E}_x + \frac{\omega}{c}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\sin w \cos w \mathcal{E}_y - iaH_x - KH_y = 0,$$

$$\frac{\omega}{c}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\sin w \cos w\, \mathcal{E}_x - \frac{\omega}{c}(\varepsilon_2 \cos^2 w + \varepsilon_1 \sin^2 w)\, \mathcal{E}_y - KH_x + iaH_y = 0\,, \qquad (1)$$

$$K\mathcal{E}_x \text{ -} ia\mathcal{E}_y + \frac{\omega}{c}(\mu_1 - \mu_2)\sin w \cos w\, H_x - \frac{\omega}{c}(\mu_2 \cos^2 w + \mu_1 \sin^2 w)\, H_y = 0\,,$$

$$ia\mathcal{E}_x - K\mathcal{E}_y + \frac{\omega}{c}(\mu_1 \cos^2 w + \mu_2 \sin^2 w)\, H_x + \frac{\omega}{c}(\mu_2 - \mu_1)\sin w \cos w\, H_y = 0\,.$$

Здесь $K = 2\pi/\lambda'$, λ' – пространственный период поля в системе координат x', y', z' (ось z' совпадает с осью, вокруг которой закручена среда), a – шаг спирали, $2w$ – угол между главными направлениями тензоров ε_{ij} и μ_{ij}. Волновые числа k в лабораторной системе координат определяются соотношениями

$$k^{\pm} = K \pm a\,. \tag{2}$$

Дисперсионное уравнение имеет вид

$$K^4 - PK^2 - Q = 0\,, \tag{3}$$

где

$$P = 2a^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\left[(\varepsilon_1\mu_1 - \varepsilon_2\mu_2)\sin^2 2w + (\varepsilon_1\mu_2 + \varepsilon_2\mu_1)\cos^2 2w\right], \tag{4}$$

$$Q = -a^4 + \frac{\omega^2}{c^2}a^2\left[(\varepsilon_1\mu_1 + \varepsilon_2\mu_2)(\sin^4 w + \cos^4 w) + \right.$$

$$\left. +2(\varepsilon_1\mu_2 + \varepsilon_2\mu_1)\sin^2 w \cos^2 w\right] - \frac{\omega^4}{c^4}\varepsilon_1\varepsilon_2\mu_1\mu_2\,.$$

Согласно (4), дисперсионное уравнение (3) не меняется при замене положительных ЭП на отрицательные:

$$K_m(\varepsilon_{ij}, \mu_{ij}, a) = K_m(-\varepsilon_{ij}, -\mu_{ij}, a), \quad m = 1,2,3,4\,. \tag{5}$$

Согласно (2), спектр волновых чисел пространственных гармоник также остается неизменным. Оба указанных обстоятельства обеспечиваются тем, что ε_{ij} и μ_{ij} входят в (4) парными произведениями, знак которых остается неизменным при одновременной замене $\varepsilon_{ij} \to -\varepsilon_{ij}$, $\mu_{ij} \to -\mu_{ij}$.

В соотношениях же (1) между компонентами амплитуд, отнесенными к локальным осям x', y', параметры ε_{ij} и μ_{ij} входят разобщенно, притом - в первых степенях, поэтому их знак оказывается существенным. Для дифрагирующей волны имеем [1,12,13]:

$$\frac{\omega}{c}\varepsilon_1\,\mathcal{E}_x - iaH_x = 0\,, \qquad ia\mathcal{E}_x + \frac{\omega}{c}\mu_1\,H_x = 0 \tag{6}$$

на частоте

$$\omega_1 = \frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}} \tag{7}$$

и

$$-\frac{\omega}{c}\varepsilon_2\,\mathcal{E}_y + iaH_y = 0\,, \qquad ia\mathcal{E}_y + \frac{\omega}{c}\mu_2\,H_y = 0 \tag{8}$$

на частоте

$$\omega_2 = \frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}}. \qquad (9)$$

Частоты ω_1 и ω_2 получаются из условия равенства нулю определителей однородных систем (6) и (8).

Из приведенных выше соотношений следует инверсия селективности. Как известно [12,13], в ситуации дифракционного отражения дифрагирующее в среде поле можно представить как сумму полей двух встречных циркулярно поляризованных волн с одинаковыми амплитудами и одинаковыми волновыми числами a; при этом знак поляризации обеих волн совпадает со знаком спирали, по которой закручена среда. Рассмотрим конкретный случай, когда частота ω волны совпадает с границей ω_1 области дифракционного отражения: $\omega = \omega_1$. Разлагая дифрагированное поле на поля двух встречных волн, упомянутых выше, получаем

$$\bar{S}_{2znp} = \frac{1}{16\pi}\frac{\omega\varepsilon_1}{ac}|\mathcal{E}_x|^2, \qquad \bar{S}_{2zobp} = -\frac{1}{16\pi}\frac{\omega\varepsilon_1}{ac}|\mathcal{E}_x|^2, \qquad (10)$$

где $\bar{S}_{2znp}$ (z-компонента усредненного (по периоду волны) вектора Пойнтинга прямой волны в среде $(k_z = a)$, $\bar{S}_{2zobp}$ (то же для обратной волны $(k_z = -a)$. При замене $\varepsilon_1 \to -\varepsilon_1$ направления обоих потоков меняются на обратное (отметим, что требование действительности α и ω приводит к тому, что при $\varepsilon_1 < 0$ должно быть также $\mu_1 < 0$).

Пусть спираль правая, а ε_1 и μ_1 положительны. Тогда в падающей волне дифрагирующей поляризации электрическое поле вращается во времени по левому винту вокруг оси z (направленной в глубь среды). В среде возбуждается прямая волна с тем же направлением обхода поля, уносящая энергию в глубь среды. Если же $\varepsilon_1 < 0$, то уносящей энергию в глубь среды волной оказывается обратная волна (см. (10)), у которой поле вращается вокруг оси z по правому винту. Энергию от падающей волны должна получать именно эта волна в среде, поэтому в падающей волне также должно иметь место вращение поля по левому винту вокруг оси z, т.е. падающая волна должна быть левополяризованной. Таким образом, в случае отрицательных параметров среды дифрагирующей в правозакрученной (левозакрученной) среде окажется падающая волна, имеющая не правую (левую) поляризацию, а левую (правую).

3. Численные расчеты: энергетические коэффициенты отражения и прохождения и передача момента импульса среде

На рис.1 и 2 показана частотная зависимость энергетического коэффициента отражения. Падающая волна имеет правую круговую поляризацию. Спираль - правая. (На всех рисунках величина ω / c дана в единицах мкм$^{-1}$.) Рис.1 соответствует среде с $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij} > 0$, рис.2 - $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij} < 0$.

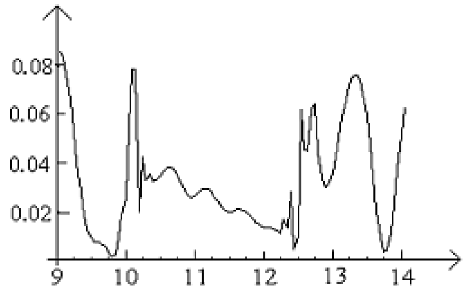


Рис.1. Частотная зависимость энергетического коэффициента отражения от среды с $\varepsilon_{ij} > 0$, $\mu_{ij} > 0$, $\varepsilon_1 = 1{,}5$, $\varepsilon_2 = 2{,}1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$. Толщина слоя $d = 100\sigma$, шаг спирали $\sigma = 0{,}42$ мкм.

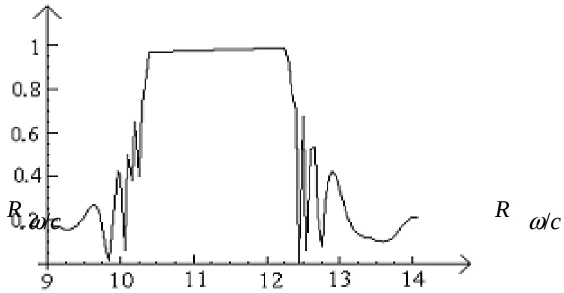


Рис.2. То же, что и на рис.1, но с измененными на обратные знаками ε_{ij} и μ_{ij}.

В случае левой круговой поляризации вместо кривой, представленной на рис.1 (на рис.2), получаем кривую, представленную на рис.2 (на рис.1).

Сравнение кривых подтверждает инверсную селективность к поляризации в случае сред с отрицательными ЭП.

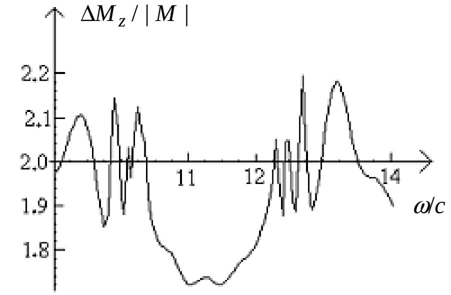


Рис.3. Частотная зависимость $\Delta M_z / M$. Параметры среды: $\varepsilon_{ij} < 0$, $\mu_{ij} < 0$, $\varepsilon_1 = -1{,}5$, $\varepsilon_2 = -2{,}1$, $\mu_1 = \mu_2 = -1$. Толщина слоя $d = 100\sigma$, шаг спирали $\sigma = 0{,}42$ мкм.

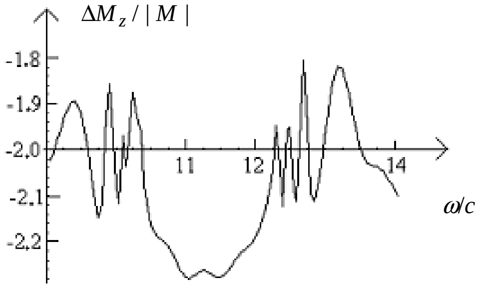


Рис.4. То же, что и на рис.3, но при обратной поляризации падающей волны и с измененными на обратные знаками ε_{ij} и μ_{ij}.

На рис.3 и 4 показана частотная зависимость $\Delta M_z / M$, где ΔM_z - момент импульса, передаваемого за единицу времени среде с правой закрученностью, M - модуль момента импульса, переносимого падающей волной за единицу времени. Падающая волна имеет правую круговую поляризацию. Рис.3 соответствует среде с $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij} < 0$, а рис.4 – среде с $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij} > 0$. На рис.4 приведена та же зависимость, что и на рис.3, но падающая волна имеет левую круговую поляризацию.

Приведенные кривые остаются неизменными, если при замене знаков у всех ЭП изменить также знак круговой поляризации и знак спирали, по которой закручена среда.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.А.Беляков, А.С.Сонин**. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
2. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц**. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
3. **М.Борн, Э.Вольф**. Основы оптики. М., Наука, 1970.
4. **А.Ярив, П.Юх**. Оптические волны в кристаллах. М., Мир, 1987.
5. **О.С.Ерицян**. Кристаллография, **33**, 461 (1978).
6. **J.Pendy et al**. Phys. Rev. Lett., **76**, 4773 (1996).
7. **D.Smith et al**. Phys. Rev. Lett., **84**, 4184 (2000).
8. **В.Г.Веселаго**. УФН, **92**, 517 (1967).
9. **О.С.Ерицян**. Кристаллография, **50**, 511 (2005).
10. **О.С.Ерицян и др**. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 301 (2004).
11. **S.W.Oseen**. Trans. Farad. Soc., **29,** 883 (1933).
12. **О.С.Ерицян**. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айастан, 1988.
13. **Е.И.Кац**. ЖЭТФ, **59**, 1854 (1970).

ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐՈՎ ՊԱՐՈՒՐԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱ Ն

Հ.Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ա.Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ, Հ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի անցումը բացասական դիէլեկտրական և մագնիսական թափանցելիություններով պարուրային միջավայրի շերտով: Հետազոտված է այդպիսի միջավայրերի կողմից բևեռացման նկատմամբ ունեցած հակադարձ ընտրողականությունը՝ դրական պարամետրերով միջավայրերի համեմատությամբ: Ուսումնասիրված են անդրադարձման էներգիական գործակցի և ալիքի կողմից միջավայրին փոխանցվող իմպուլսի մոմենտի հաճախային կախումները դրական և բացասական պարամետրերով միջավայրերի համար:

OPTICS OF HELICAL MEDIA WITH NEGATIVE ELECTROMAGNETIC PARAMETERS

H.S. ERITSYAN, A.A. PAPOYAN, H.M. ARAKELYAN

The problem of transmission of an electromagnetic wave through a helical medium layer with negative dielectric and magnetic constants is considered. The inverse selectivity property of such medium to the polarization comparing with media of positive parameters is investigated. Frequency dependences of the reflection energetic coefficient and angular momentum transferred by the wave for the media with negative and positive parameters are studied.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.287-295 (2006)

УДК 533.951

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ РАЗЛЕТ ПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА В ДИПОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д.А. ОСИПЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 13 марта 2006 г.)

Представлены результаты численного моделирования динамики разлета облака плотной плазмы в замагниченном фоне и генерации МГД возмущений. Магнитное поле имеет дипольную структуру. Исходная система уравнений включает в себя уравнения Власова для ионной компоненты плазмы, гидродинамическое приближение для электронов и систему уравнений Максвелла. Метод решения основан на использовании метода частиц в ячейках и конечно-разностных схем расщепления. Получены количественные характеристики зависимости параметров разлетающегося облака от числа Маха-Альвена и параметра магнитного ламинарного взаимодействия. В частности, условием более эффективной деформации облака являются большие значения чисел Маха-Альвена и малые значения параметра магнитного ламинарного взаимодействия. Показано, что структура возбуждаемых волн зависит от числа Маха-Альвена разлетающегося плазменного облака и величины градиента магнитного поля.

1. Введение

Бесстолкновительный разлет плазменного облака в присутствии магнитного поля играет основную роль в динамике таких нестационарных явлений как вспышки Сверхновых звезд и торможение их остатков межзвездной средой, солнечные вспышки, обтекание солнечным ветром магнитосферы Земли, активные эксперименты в космосе [1-6]. Изучение данного вопроса представляет значительный интерес в связи с экспериментами по управляемому термоядерному синтезу [7,8] и лабораторным моделированием лазерной плазмы во внешнем магнитном поле [3,9]. Основные закономерности разлета плазменного облака в экваториальной плоскости магнитного диполя установлены в лабораторных и вычислительных экспериментах, обзор которых дан в [10]. В работе [11] исследована динамика разлета плазменного сгустка над полюсом диполя в вакууме. В настоящей работе исследуется динамика разлета облака плотной плазмы в замагниченном фоне на оси магнитного диполя.

Процесс торможения облака характеризуется радиусом торможения магнитным полем R_H и газодинамическим радиусом торможения $\tilde{R}$. Выражение для R_H получается из равенства начальной кинетической энергии сферического облака W_0 и энергии магнитного поля, вытесненного им при расширении до радиуса R_H

[12]: $R_H = (6W_0 / H_0^2)^{1/3}$. Здесь H_0 – напряженность невозмущенного магнитного поля.

При расширении облако вовлекает фоновую плазму в совместное движение. По мере этого растет масса выталкиваемой плазмы. Радиус сферы, в которой становятся равными массы облака и вовлеченного в совместное движение фоновой плазмы, называется газодинамическим радиусом торможения: $\tilde{R} = (3M / 4\pi n_* m_*)^{1/3}$, где n_*, m_* – плотность и масса ионов фоновой плазмы (модель "снежного плуга" [13]), M – масса выброшенной оболочки.

Меньшим из радиусов R_H и $\tilde{R}$ определяется преобладающий механизм торможения облака – магнитный или газодинамический. Из отношения $R_H / \tilde{R} = M_A^{2/3}$, где $M_A = u_0 / V_A$ – число Альвена-Маха (u_0 – начальная скорость разлета облака), $V_A = H_0 / \sqrt{4\pi n_* m_*}$ – альвеновская скорость в фоновой плазме, следует, что при $M_A << 1$ облако теряет энергию за счет деформации и вытеснения магнитного поля, тогда как при $M_A >> 1$ торможение обусловлено взаимодействием с фоновой плазмой [14-19]. Анализ газодинамического торможения показывает, что оно может быть обеспечено бесстолкновительным ламинарным (или турбулентным) механизмом [3], связанным с генерацией вихревых электрических полей E_i на переднем крае облака. Известно, что роль вихревых электрических полей с увеличением M_A становится преобладающей, поскольку $E_i / E_p \sim M_A^2$ (см., например, [3,6]), где E_p – значение поляризационного электрического поля, возникающего за счет перепада газодинамического и магнитного давления на границе облака. В работах [14,15] была предложена модель энергообмена облака с фоновой плазмой за счет совместного действия гировращения ионов и генерации вихревых электрических полей при $M_A > 1$ ("магнитный ламинарный механизм" (МЛМ) торможения). Полученные аналитические решения для начальной стадии разлета, когда возникает только вихревое электрическое поле E_i, показали, что доля передаваемой облаком энергии пропорциональна величине $\delta = (\tilde{R} / R_L)^2$ (параметр МЛМ-взаимодействия), где R_L – ларморовский радиус ионов облака. Таким образом, интенсивность БС взаимодействия облака с фоновой плазмой определяется, помимо числа Альвена-Маха M_A, параметром δ.

2. Постановка задачи

В начальный момент времени $t = 0$ в цилиндрической области $0 \le r \le L_r$, $-L_z \le z \le L_z$, заполненной плазмой плотности n_*, в точке с координатами $r = 0$, $z = 0$ происходит взрыв, формирующий облако плотной плазмы радиусом R_0, содержащее N частиц с полной кинетической энергией W_0. Скорость ионов облака распределена линейно по радиусу:

$$u(R) = \begin{cases} u_0 \dfrac{R}{R_0}, & R \le R_0 \\ 0, & R > R_0 \end{cases} \qquad R = \sqrt{r^2 + z^2}.$$

Здесь u_0 – максимальное значение скорости ионов облака.

Плотность окружающей плазмы n_0 = const, начальное магнитное поле задается диполем и в сферических координатах имеет вид

$$\mathbf{H}(\mathbf{r},\boldsymbol{\theta}) = \frac{\mu}{r^3}(-2\sin\theta\,\mathbf{r} + \sin\theta\,\boldsymbol{\theta}) .$$

Здесь μ – магнитный момент диполя, а радиус-вектор отсчитывается от центра диполя. Начальная скорость облака определяется его энергией W_0:

$$u_m = \left(10W_0 / 3Nm_H\right)^{1/2} = u_0\left(5/3\right)^{1/2} .$$

Уравнение сохранения энергии для рассматриваемой системы имеет следующий вид:

$$W = 4\pi L_z \int_0^{L_r} \left(\frac{3}{2} nT_e + \frac{nm_e v_e^2}{2} + \frac{H^2}{8\pi} \right) rdr + W_{\text{kin}} .$$

Здесь m_H – масса иона водорода, $\mathbf{v}_e$, $\mathbf{v}_i$ – среднемассовые скорости электронов и ионов, n – концентрация ионов, T_e – температура электронов, H – значение магнитного поля. Полная энергия системы состоит из тепловой и кинетической энергии электронного газа (первые два слагаемых), энергии магнитного поля и кинетической энергии ионов W_{kin}.

В рассматриваемой постановке предполагается, что плотность кинетической энергии облака больше плотности энергии магнитного поля. Данное условие является необходимым условием сферического разлета.

По отношению к невозмущенному фону в точке взрыва число Маха-Альвена для облака равно $M_A = u_0 / v_A$, $v_A = H_0 / \sqrt{4\pi n_0 m_i}$ – альвеновская скорость, H_0 – значение магнитного поля в точке взрыва.

Начальный радиус облака R_0 значительно меньше шага расчетной сетки h, т.е. можно считать, что облако сосредоточено в точке. В момент времени t = 0 частицы фона распределяются равномерно по всей области, а частицы облака – равномерно в облаке. На границах области $r = L_r$, $z = (L_z$ заданы невозмущенные значения всех величин, на оси r = 0:

$$\frac{\partial B}{\partial r} = \frac{\partial E}{\partial r} = \frac{\partial V_z}{\partial r} = \frac{\partial n}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \qquad V_r = V_\varphi = E_r = E_\varphi = B_r = B_z = 0.$$

При данных граничных условиях расчет можно продолжать до момента достижения возмущением границы области расчета.

3. Гибридная модель

В описанной задаче ионы плазмы не являются замагниченными, поскольку ларморовский радиус ионов сравним с характерными размерами явления. Поэтому для их описания необходимо использовать кинетические уравнения. Для описания движения электронов используется гидродинамическое приближение, так как их ларморовский радиус гораздо меньше ларморовского радиуса ионов. Физическим обоснованием такой гибридной модели служит тот факт, что в результате торможения оболочки в фоновой плазме может генерироваться бесстолкновительная ударная волна (БУВ) с гидродинамическим опрокидыванием переднего фронта и образованием областей многопотокового течения. Поэтому структура такой сверхкритической БУВ на пространственных масштабах R - $\widetilde{R}$ может быть адекватно описана только на базе гибридного приближения [6].

Полная система уравнений для описанной кинетико-гидродинамической (гибридной) модели состоит из кинетического уравнения Власова для ионов, уравнения движения и изменения внутренней энергии для электронной компоненты, а также уравнений Максвелла для электромагнитного поля без учета тока смещения:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F}\cdot\frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}} = 0\,, \qquad \mathbf{F} = \frac{e}{m_H}\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{H}]\right), \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e\nabla)\mathbf{v}_e = -\frac{e}{m_e}\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_e\times\mathbf{H}]\right) - \frac{1}{m_e n}\nabla(nT_e)\,, \tag{2}$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e\nabla)T_e + \frac{2}{3}T_e\nabla\mathbf{v}_e = 0\,, \tag{3}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\mathbf{v}_e) = \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\mathbf{v}_i) = 0\,, \tag{4}$$

$$\nabla\times\mathbf{H} = \frac{4\pi ne}{c}(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e), \quad \nabla\times\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}, \quad \nabla\cdot\mathbf{H} = \nabla\cdot\mathbf{E} = 0\,, \tag{5}$$

$$n = n_e = n_i = \int f_i(\mathbf{r},\mathbf{v},t)d\mathbf{v}\,, \quad \mathbf{v}_i(\mathbf{r},t) = \langle\mathbf{v}\rangle = \frac{1}{n}\int \mathbf{v}f_i(\mathbf{r},\mathbf{v},t)d\mathbf{v}\,. \tag{6}$$

Здесь $\mathbf{E},\mathbf{H}$ – напряженности электрического и магнитного полей. Обезразмерив уравнения (1)-(6) гибридной модели путем следующих замен переменных:

$$\tilde{\mathbf{r}} \to \frac{\omega_{pi}}{c}\mathbf{r}, \quad \tilde{t} \to \omega_{ci}t, \quad (\tilde{\mathbf{v}}_i, \tilde{\mathbf{v}}_e) \to \frac{1}{V_A}(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_e), \tag{7}$$

$$\tilde{\mathbf{H}} \to \frac{\mathbf{H}}{H_0}, \quad \tilde{\mathbf{E}} \to \frac{\mathbf{E}}{(V_A/c)H_0}, \quad \tilde{T}_e \to \frac{T_e}{m_H V_A^2}, \tag{8}$$

$$\tilde{f}_i(\tilde{\mathbf{r}},\tilde{\mathbf{v}},\tilde{t}) \to \frac{V_A^3}{n_*}f_i(\mathbf{r},\mathbf{v},t), \quad \tilde{n} \to \frac{n}{n_*}, \quad \tilde{\mathbf{F}} \to \frac{\mathbf{F}}{V_A\omega_{ci}}\,, \tag{9}$$

где ω_{pi}, ω_{ci} – плазменная и циклотронная частоты ионов, легко увидеть, что решения уравнений (1)-(6) зависят только от параметра m_e/m_H.

Заметим, что уравнения (1)-(3), в соответствии с условиями лабораторных экспериментов [3], решаются в отсутствие механизмов диссипации, связанных с конечной проводимостью, вязкостью и теплопроводностью плазмы – отброшены все диссипативные члены, связанные с конечной проводимостью, вязкостью и теплопроводностью плазмы: $\nu = 0,\ \eta = 0,\ \chi = 0.$

Уравнения движения ионов являются уравнениями характеристик кинетического уравнения:

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i\,, \quad \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{F}\,. \tag{10}$$

Для их решения применяется метод частиц в ячейках, который сводит задачу решения уравнения Власова к интегрированию уравнений движения для модельных частиц. Уравнения Максвелла и уравнение теплопроводности решаются с помощью конечно-разностных схем расщепления.

Алгоритм расчета по гибридной модели состоит из следующих этапов. Вычисление координат и скорости частиц с помощью уравнения движения частиц:

$$\mathbf{v}^{m+1} = \mathbf{v}^m + \tau(\mathbf{E}^m + [\mathbf{v}^m, \mathbf{H}^m]),$$

$$\mathbf{r}^{m+1} = \mathbf{r}^m + \tau\,\mathbf{v}^{m+1}.$$

Вычисление плотности и средней скорости:

$$\rho^{m+1} = \sum q_j S(|\mathbf{r}_j^{m+1} - \mathbf{r}|)\,,$$

$$<\mathbf{v}>^{m+1} = \frac{1}{\rho^{m+1}} \sum q \mathbf{v}_j^{m+1} S(|\mathbf{r}_j^{m+1} - \mathbf{r}|)\,,$$

где

$$S(x) = \begin{cases} 1 - \dfrac{|x|}{h}, & |x| < h \\ 0, & |x| \geq h \end{cases} \quad - \quad \text{сеточное ядро, } h \text{ – шаг сетки.}$$

Вычисление скорости электронов:

$$\mathbf{v}_e^{m+1} = <\mathbf{v}>^{m+1} - \frac{1}{\rho^{m+1}} \mathrm{rot}_h \mathbf{H}^m\,.$$

Вычисление электрического поля:

$$\mathbf{E}^{m+1} = -\beta\left(\frac{\mathbf{v}_e^{m+1} - \mathbf{v}_e^m}{\tau} + \mathbf{v}_e^{m+1} \nabla_h \mathbf{v}_e^{m+1}\right) - \left[\mathbf{v}_e^{m+1}, \mathbf{H}^m\right] - \frac{1}{2\rho^{m+1}} \nabla_h (\rho^{m+1} T^m).$$

Вычисление магнитного поля:

$$\frac{\mathbf{H}^{m+1} - \mathbf{H}^m}{\tau} = -\mathrm{rot}_h \mathbf{E}^{m+1}.$$

Решение уравнения теплопроводности:

$$\frac{T^{m+1} - T^m}{\tau} + \mathbf{v}_e{}^{m+1} \nabla_h T^{m+1} + (\gamma - 1) T^{m+1} \mathrm{div}_h \mathbf{v}_e{}^{m+1} = 0\,.$$

Более подробное описание гибридной модели и алгоритма численного моделирования можно найти, например, в работах [20,21]

4. Результаты численного моделирования.

Численные эксперименты проводились при больших начальных значениях числа Альвена-Маха $M_A = 4 \div 100$ и параметрах МЛМ-взаимодействия $\delta = 0.1 \div 10$. Положение магнитного диполя выбиралось так, чтобы обеспечить заданное значение магнитного поля в точке взрыва и отношение $H_0(0, L_z) / H_0(0, -L_z)$. В качестве базового выбран расчет, параметры которого приведены в таблице 1.

Табл.1. Значения параметров численного эксперимента.

$M_A = 20$	$\delta = 0.5$	$H_0(0, L_z) / H_0(0, -L_z) = 1000$
$R_L = 45.5$ см	$\tilde{R} = 32.2$ см	$R_H = 237$ см
$H_0 = 100$ Гс	$W_0 = 1.43 \cdot 10^4$ эрг	$u_0 = 4.37 \cdot 10^7$ см/с
$n_* = 10^{14}$ см$^{-3}$	$V_A = 2.18 \cdot 10^6$ см/с	$T = 0.737$ мкс

Результаты численного моделирования представлены на рис.1–3. При $t < T$ энергия плазмы сосредоточена в основном в кинетической энергии облака (рис.1а). С течением времени она уменьшается и при $t = 4T$ около 30% начальной энергии облака переходит в кинетическую энергию фоновой плазмы (рис.1а). Увеличение тепловой энергии электронов и магнитной энергии незначительно.

На рис.2 приведены графики зависимостей напряженностей электрических и магнитных полей, плотностей облака и фона от R в моменты времени $t = 2T$ под углами $\theta = 45^o, 90^o, 135^o$ к положительному направлению оси Z. Все указанные величины нормированы согласно (8) и (9).

В расчетной области локальное число Альвена-Маха различается от точки к точке. Это приводит к различной интенсивности передачи энергии от облака фону посредством магнитно-ламинарного механизма. С увеличением угла θ амплитуда электрического поля растет (рис.2а,б,в), при этом главную роль играет его азимутальная компонента $E_z < E_r < E_\varphi$. При угле $\theta = 90^0$ наблюдается возмущение магнитного поля с амплитудой в 1.4 раза больше невозмущенного и шириной R_L.

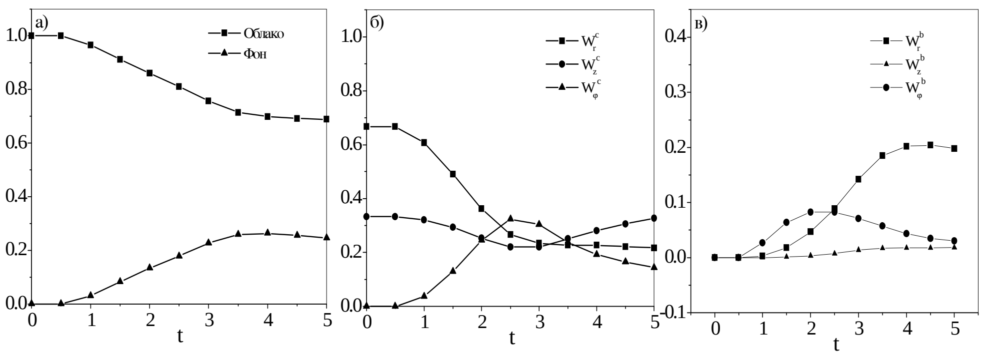
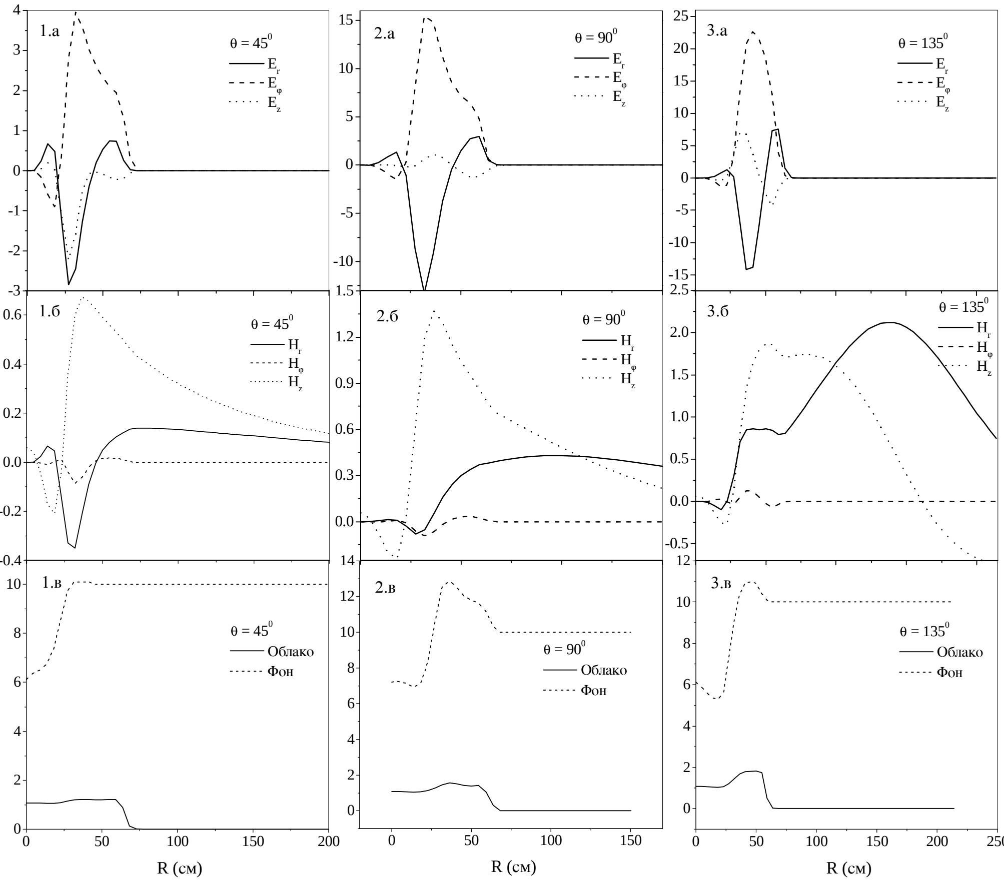


Рис.1. Изменение энергии облака и фоновой плазмы при $M_A = 45.6$, $\delta = 84.2$. а) Изменение полной энергии фоновой плазмы (▲) и облака (■); б) изменение доли энергии облака за счет радиального движения (■), за счет движения вдоль оси Z (•) и вращательного (▲); в) аналогично б) для фона.

Рис.2. Распределение по R (в см) электромагнитных полей



и плотностей облака и фоновой плазмы при $t = 2T$, M_A =20, $\delta = 0.5$ и при значениях угла θ = 45⁰, θ= 135⁰ и θ = 90⁰.

Торможение облака сопровождается формированием в фоновой плазме аксиально-симметричного слоя сжатой плазмы. Амплитуда возмущения плотности фоновой плазмы в указанном слое растет с увеличением угла θ и достигает максимума при углах $\theta = 90^0 - 135^0$ (рис.2).

На начальной стадии разлета из области расширения выносятся частицы фона, что приводит к образованию плазменной каверны. С ней коррелирует магнитная каверна, в которой значение магнитного поля оказалось меньше невозмущенного в результате ее вытеснения (рис.2в). Поэтому электрическое поле в каверне практически отсутствует. При этом граница облака приобретает характерную грибовидную форму (рис.3). Кроме того, из-за наличия локальных максимумов давления на границе облака наблюдается тенденция к разделению облака на ряд фрагментов.

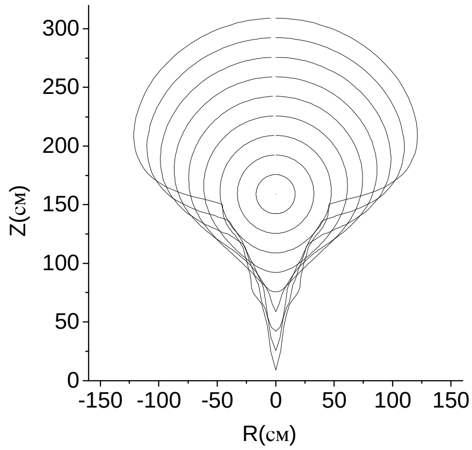


Рис.3. Граница облака в последовательные моменты времени от $t = 0$ (центральная окружность) до $t = 4.5T$ (внешняя линия).

Анализ поля скоростей облака показывает, что на границе облака при углах $\theta = 90^o - 135^o$ возникает ток, направленный в область более сильного магнитного поля. Это приводит к возникновению азимутальной компоненты E_φ, ответственного за МЛМ-торможение. Одним из характерных фрагментов является именно эта часть первоначального облака. С течением времени в указанной области внешняя граница облака посредством электромагнитных взаимодействий передает энергию фоновой плазме. По этой причине расстояние между внешней границей облака и слоем сжатой фоновой плазмы возрастает. Частицы облака, двигающиеся в сторону более слабого магнитного поля, образуют второй фрагмент облака, который в силу малости M_A практически не взаимодействует с фоновой плазмой и магнитным полем и на более поздних стадиях разлета стратифицируется.

Ряд численных экспериментов, проведенный в широком диапазоне параметров $M_A = 4 \div 100$ и $\delta = 0.1 \div 10$, подтверждает увеличение эффективности МЛМ-торможения при больших $M_A >> 1$, градиентах магнитного поля и малых $\delta \cong 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика космической и лабораторной плазмы, под ред. А.Г.Пономаренко. Наука, Новосибирск, СО АН СССР, 1989.
2. **В.В.Адушкин, Ю.И.Зецер, Ю.Н.Кисилев** и др., ДАН, **331**, 486 (1993).
3. **Ю.П.Захаров, А.М.Оришич, А.Г.Пономаренко**. Лазерная плазма и лабораторное моделирование нестационарных космических процессов. Новосибирск, ИТПМ СО АН СССР, 1988.
4. **Р.З.Сагдеев**. "Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме". Вопросы теории плазмы, под ред. М.А.Леонтовича. М., Атомиздат, вып.4, с.20, 1964.
5. **M.M.Leroy**. Phys. Fluids, **26**, 2742 (1983).
6. **В.А.Вшивков, Г.И.Дудникова, Ю.И.Молородов, М.П.Федорук**. Выч. Технологии, **2**, 5 (1997).
7. **В.С.Имшенник**. Двумерные численные модели плазмы, под ред. К.В.Брушлинского. ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР, М., стр.120, 1979.
8. **A.G.Sgro, C.W.Nielsen**. Phys. Fluids, **19**, 126 (1976).
9. **Б.А.Брюнеткин, У.Ш.Бегимкулов, В.М.Дякин** и др.. Квантовая электроника, **19**, 246 (1992).
10. **Y.P.Zakharov**. IEEE Trans. Plasma Sci., **31**, 1243 (2003).
11. **K.Vshivkov** et al. Jpn. J. Appl. Phys., **42**, 6584 (2003).
12. **Ю.П.Райзер**. ПМТФ, №**6**, 19, (1963).
13. **И.С.Шкловский**. Сверхновые звезды и связанные с ними процессы. М., Наука, 1976.
14. **А.И.Голубев, А.А.Соловьев, В.А.Терехин**. ПМТФ, ¹**5**, 33 (1978).
15. **В.П.Башурин, А.И.Голубев, В.А.Терехин**. ПМТФ, ¹**5**, 10 (1983).
16. **В.А.Вшивков, Г.И.Дудникова, Ю.П.Захаров, А.М.Оришич, А.Г.Пономаренко**. «Исследование процессов бесстолкновительного взаимодействия облака плазмы с замагниченным фоном при больших числах Альвена-Маха». Физика космической и лабораторной плазмы. Новосибирск, 1989, с.54.
17. **Ю.А.Березин, М.П.Федорук, П.В.Хенкин**. Физика плазмы, **14**, 463, (1988).
18. **С.Т.Суржиков**. Физика плазмы, **26**, 811 (2000).
19. **D.A.Osipyan, H.B.Nersisyan, H.H.Matevosyan**. Astrophysics, **46**, 434 (2003).
20. **Р.Хокни, Дж.Иствуд**. Численное моделирование методом частиц. М., Мир, 1987.
21. **Ч.Бэдсел, А.Ленгдон**. Физика плазмы и численное моделирование. М., Энергоатомиздат, 1989.

COLLISIONLESS SCATTERING OF PLASMA CLOUD IN A DIPOLE MAGNETIC FIELD

D.A. OSIPYAN

Results of numerical simulation of dense plasma cloud scattering dynamics in a magnetized background and MHD indignations generation are presented. The magnetic field has dipole structure. The initial system of equations includes the Vlasov equations for ionic components of plasma, hydrodynamic approach for electrons and Maxwell's system of equations. The method of solution is based on the use of a method of particles in cells and finite difference splitting schemes. Quantitative characteristics of dependence of scattering cloud parameters from the Mach-Alfven number and parameter of magnetic laminar interaction are observed. In particular, a condition of more effective deformation of a cloud is large values of the Mach-Alfven numbers and small parameters of the magnetic laminar interaction.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.296-301 (2006)

УДК 681.3

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ОПТИЧЕСКИХ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВ

А.Л. МАРГАРЯН, А.Л. КЕСОЯН, В.М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 января 2006 г.)

Рассмотрена целесообразность создания автоматизированного комплекса для проведения физических экспериментов со сходной спецификой при использовании единого программного обеспечения. Описана автоматизированная система для исследования оптических, фотоэлектрических, фотоэлектрохимических свойств полупроводников. Показано неоспоримое преимущество такой системы с точки зрения повышения эффективности, точности и оперативности при проведении физических исследований.

1. Введение

Современный физический эксперимент характеризуется сложностью измерительного оборудования и большим объемом обрабатываемой информации. Дальнейшее развитие методов измерения с использованием все более разнообразной аппаратуры и оборудования практически невозможно без создания сложных автоматизированных систем. Это обеспечивает повышение производительности процесса измерений, исключение многочисленных «ручных» коммутаций органов управления, увеличение точности измерений, ускорение обработки экспериментальных данных и их вывод на дисплей или в память компьютера для визуализации или регистрации. Использование компьютера позволяет не только существенно расширить объем измеряемых и управляемых параметров, но и эффективно управлять экспериментом за счет возможности обработки получаемых данных в реальном времени, и, следовательно, корректировать условия эксперимента в ходе его выполнения. Многие выпускаемые сегодня измерительные установки, естественно, снабжены соответствующим программным обеспечением. Но, во-первых, они, как правило, предусмотрены для измерения конкретного параметра и, во-вторых, очень дороги.

Целью нашей работы являлось создание автоматизированной системы, объединяющей измерительные установки со сходной спецификой. В такой системе собраны измерения, входные параметры которых идентичны для каждого эксперимента, а отличаются лишь алгоритмы обработки данных и управления. В данной работе описывается автоматизированная система для исследования оптических, фотоэлектрических, фотоэлектрохимических свойств полупроводников, разработанная в научно-исследовательской лаборатории физики полупроводниковых материалов и приборов Ереванского государственного университета. Система позволяет исследовать спектральные характеристики пропускания, отражения, поглощения, фотопроводимости, фототока через межфазную границу твердое тело – жидкость и фотолюминесценции различных полупроводниковых материалов и структур в широком диапазоне температур.

2. Методы исследования

Все вышеперечисленные исследования можно разделить на две группы. Первая – оптические измерения (пропускание, отражение, фотолюминесценция). В этом случае образец освещается монохроматическим излучением или лазером (в случае фотолюминесценции), а отраженный или прошедший свет регистрируется с помощью фотопреобразователя. Вторая группа – фотоэлектрические и гелиотехнические измерения. В этом случае исследуемый образец также освещается монохроматическим или интегральным светом, а измеряется уже фототок или напряжение. В обоих случаях для увеличения соотношения сигнал – шум используется модуляционный метод измерения [1].

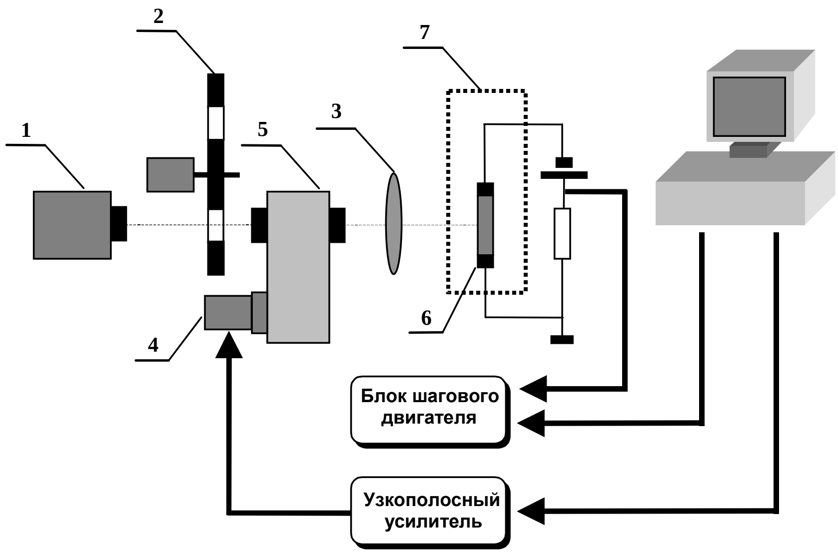


Рис.1. Экспериментальная установка для измерения спектральных характеристик фотопроводимости. 1 – источник света, 2 – модулятор, 3 – система линз, 4 – шаговый двигатель, 5 – монохроматор, 6 – образец, 7 – термостабилизирующий блок.

В процессе выполнения какого-либо из вышеперечисленных измерений в «ручном исполнении» за один час работы оператор может зафиксировать максимум несколько десятков экспериментальных точек. Автоматизация же позволяет для каждого значения входного параметра получить несколько десятков тысяч экспериментальных значений с последующей математической обработкой.

На рис.1, например, приведена блок-схема автоматизированной экспериментальной установки для исследования спектральных зависимостей фотопроводимости. Как видно из рисунка, свет от источника (1), пройдя через механический модулятор (2) и монохроматор (3) фокусируется с помощью системы линз (4) на образец (6), помещенный в термостабилизирующий блок (7). Экспериментальная установка собрана на базе монохроматора МДР-23 и платы управления ACL-8112-PG производства фирмы Advantech. Изменение длины волны света осуществляется с помощью шагового двигателя (5) за счет управляющих цифровых импульсов с платы управления. Исследуемый сигнал поступает на вход АЦП платы управления.

3. Описание программного обеспечения

Для настройки и управления экспериментом и начальной обработки полученных данных создан пакет программного обеспечения в среде разработки Delphi [2,3]. Программа состоит из базовой библиотеки управления платой, программы тестирования платы расширения, программы тестирования и настройки ЦАП, программы тестирования и настройки управления шаговыми двигателями монохроматора, программы управления записью спектров. Базовая библиотека содержит описания символических команд и потоков, адреса устройств платы и процедуры инициализации и управления работой. С помощью этих функций производится установка режимов работы внешних устройств на плате (установка режимов работы портов ввода/вывода, выбор способа синхронизации, работа с таймерами, установка коэффициентов усиления, опрос флагов, работа с прерываниями и пр.).

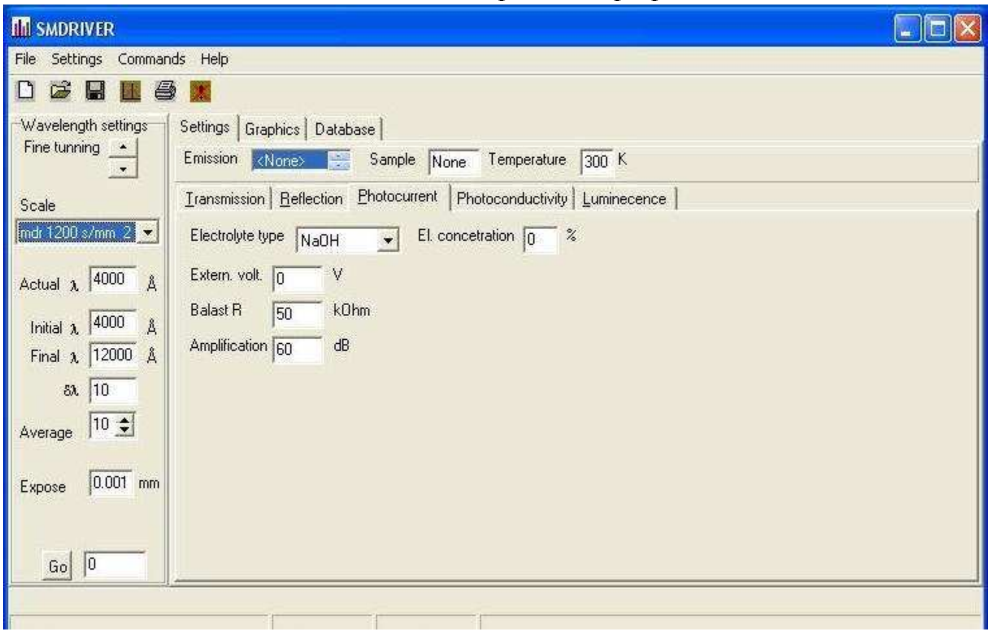
Пакет программ построен по модульному принципу и содержит два основных модуля. Первый – это модуль описания портов ввода/вывода, инициализации устройства, выставления режимов работы и тестирования узлов, процедур чтения/записи ЦАП/АЦП. Второй модуль содержит логическую часть программы и, соответственно, управляет шаговым двигателем монохроматора, осуществляет процесс измерений и записывает данные, полученные при проведении измерений, определяет интерфейс пользователя. Такое разбиение пакета на модули позволяет с достаточной легкостью вводить в программу новые элементы и при необходимости изменять существующую конфигурацию.

Плата управления представляет собой универсальный интерфейс ввода/вывода, совмещающий функции АЦП/ЦАП, таймера и цифрового ввода/вывода [4]. Интерфейс поддерживает до 16 каналов аналогового ввода, по 16 TTL/DDL каналов цифрового ввода/вывода информации, три программируемых 16-тибитных счетчика.

Как было упомянуто выше, автоматизированная система объединяет измерения, входные параметры которых идентичны. Для ввода входных параметров в главном окне программы предусмотрена панель «Wavelength Settings», которая является общей для всех типов измерений. Главное окно программы показано на рис.2. В соответствующие поля этой панели устанавливаются значения текущей, начальной и конечных длин волн, а также информация о том, с каким шагом будут производиться измерения. В поле «Average» устанавливается число измерений при данной длине волны, по которым будет производиться усреднение. После того, как установлены исходные данные, на панели «Settings» выбирается окно, соответствующее данному типу измерения. Все возможные виды измерений в системе организованы в виде закладок: «Transmission», «Reflection», «Photocurrent», «Photoconductivity», «Luminescence».

Процесс измерения спектров пропускания и отражения является двухступенчатым – система сначала регистрирует спектр для подложки без образца (или же отражение от зеркала), а затем повторяет тот же процесс с образцом. Измерение спектров фотопроводимости и фототока является одноступенчатым, т.е. непосредственно измеряется полезный сигнал, поступающий на АЦП.

Рис.2. Главное окно рабочей программы.



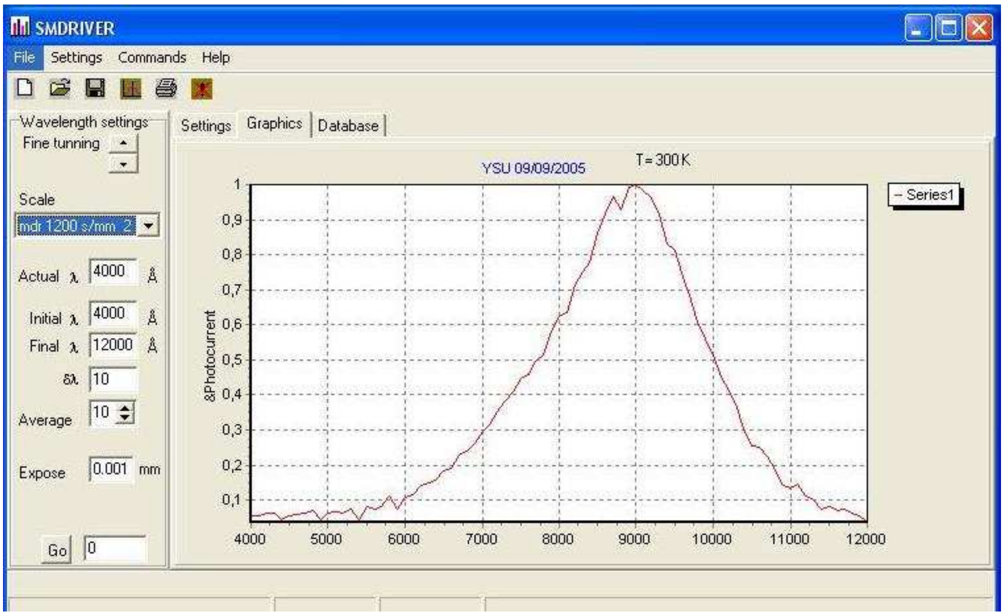


Рис.3. Диалоговое окно программы для визуализации результатов эксперимента.

Программа дает возможность визуализировать полученные результаты в виде графика, а также сохранить их в файле соответствующего формата для последующей обработки. На рис.3 показано диалоговое окно программы, в котором выводится графическая информация.

4. Выводы

Таким образом, разработанная нами автоматизированная измерительная система объединяет ряд оптических и фотоэлектрических измерений, проводимых на разных установках при использовании единого многофункционального программного обеспечения. Использование такой системы позволяет несравнимо сократить время, необходимое для проведения физического эксперимента. Кроме того, достигается значительное повышение точности за счет уменьшения влияния случайных погрешностей путем проведения многократных измерений с последующим усреднением их результатов, выявления и исключения грубых погрешностей, выведения на дисплей информации о числовых значениях погрешностей по ходу измерений. Так как программное обеспечение системы многофункционально, то это позволяет на одном и том же образце провести комплекс исследований, не изменяя начальных условий эксперимента, всего лишь выбрав соответствующую закладку интерфейса. Система позволяет оперативно визуализировать результаты измерений и сохранять полный объем информации для дальнейшей обработки в нужном формате.

Отметим также, что такой уровень автоматизации дает возможность использовать систему для дистанционного проведения измерений с помощью сети

Интернет, что сегодня становится все более актуальным.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Л.П.Павлов**. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М., Высшая школа, 1987.
2. **Ч.Петзолд**. Программирование для Windows-95. том 1. Санкт-Петербург, BHV, 1997.
3. **Н.Б.Культин**. Основы программирования в Delphi-7. Санкт-Петербург, BHV, 2002.
4. ACL-8112 Series Manual Reference.

ԱՎՏՈՄԱՏԻԶԱՑՎԱԾ ՀԱՄԱԿԱՐԳ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՎ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՄԱՐ

Հ.Լ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ, Ա.Լ. ՔԵՍՈՅԱՆ, Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Քննարկված է միևնույն բնույթի ֆիզիկական փորձեր իրականացնելու համար ընդհանուր ծրագրային ապահովում ունեցող ավտոմատիզացված համալիրի ստեղծման նպատակահարմարությունը: Նկարագրված է ավտոմատիզացված համակարգ՝ կիսահաղորդիչների օպտիկական, ֆոտոէլեկտրական, ֆոտոէլեկտրաքիմիական հատկությունների ուսումնասիրման համար: Ցույց է տրված այդպիսի համակարգի առավելությունը ֆիզիկական հետազոտությունների արդյունավետության, ճշտության և արագագործության բարձրացման տեսանկյունից:

AUTOMATED SYSTEM FOR INVESTIGATION OF SPECTRAL CHARACTERISTICS OF OPTICAL AND PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF SEMICONDUCTORS

H.L. MARGARYAN, A.L. KESOYAN, V.M. AROUTIOUNIAN

Expediency of creation of an automated complex with the uniform software to carry out physical experiments with similar specificity is considered. The automated system for investigation of optical, photoelectric, photoelectrochemical properties of semiconductors is described. Incontestable advantage of such system from the point of view of physical research’s efficiency, accuracy, immediacy, and visualization increase is shown.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.302-307 (2006)

УДК 621.38

СИНТЕЗ ЛЕГИРОВАННЫХ АЗОТОМ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК И ИЗМЕРЕНИЕ ИХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

А.С. ВОСКАНЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 19 мая 2006 г.)

Методом разложения парогазовой смеси $Ar:C_7H_8:N_2$ с помощью ионного источника постоянного тока синтезированы алмазоподобные углеродные пленки (АУП). Степень легирования синтезируемых пленок варьировалась изменением количественного соотношения азота в газовой смеси и контролировалась измерением интенсивности характерных спектральных линий излучения плазмы. Пленки толщиной 200-250 нм осаждались на подложках n-Si. Измерены вольт-амперные характеристики и температурные зависимости тока, проходящего через полученные структуры. Показано, что легирование азотом увеличивает удельную проводимость N-АУП на три порядка.

1. Введение

Интерес к углеродным и алмазоподобным углеродным пленкам (АУП) обусловлен тем, что они обладают уникальными оптическими, электрофизическими и трибологическими свойствами [1,2]. Внедрение различных компонент в структуру пленок приводит к еще большему разнообразию их свойств, что, в свою очередь, расширяет область их применения [2,3]. Наиболее перспективным является легирование пленок в процессе синтеза путем введения легируюшего компонента в состав плазмы [2,4]. Широкое распространение получило легирование АУП методом плазмохимического разложения парогазовой смеси сложного состава, с последующей конденсацией частиц из плазменного потока на поверхности подложки [3].

Целью данной работы было получение легированных азотом АУП (N-АУП) методом плазмохимического разложения углеводородной парогазовой смеси ионным источником постоянного тока и исследование их электрофизических свойств.

2. Подготовка образцов и методика эксперимента

С помощью модернизированной вакуумной установки, описанной в [5], на поверхности n-Si с удельным сопротивлением 4,5 Ом·см, разложением парогазовой смеси с содержанием азота 5%, 10%, 20%, синтезировались N-АУП. Толщина пленок измерялась эллипсометром ЛЭФ-752 с разрешением 0.5 нм и составляла величину порядка 200-250 нм. Концентрация парогазовых компонент в газовой смеси ($Ar:N_2:C_7H_8$) в течение каждого процесса поддерживалась постоянной. Измерение спектра излучения плазмы проводилось в диапазоне длин волн 350-600 нм автоматизированной системой, разработанной на базе спектрофотометра СФ-4 [6]. Идентификация спектральных линий проводилась по справочным данным [7-9]. Степень легирования синтезированных покрытий оценивалась сопоставлением относительных интенсивностей идентифицированных характерных спектральных линий излучения плазмы N_2^+ (356-358 нм), CN, N, CH, N_2 (387-391 нм), C^+, N, N_2 (425-428 нм). На рис.1 приведены спектры излучения плазмы в указанных интервалах длин волн для трех технологических процессов, при которых были получены покрытия и измерены их электрофизические характеристики.

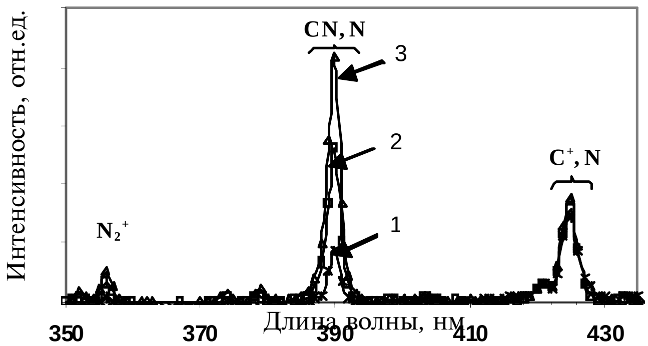


Рис.1. Относительные интенсивности максимумов излучения N_2^+,CN,N,C^+,N на спектрах плазмы, полученных при следующих соотношениях компонент в газовой смеси: 1 – $Ar:N_2:C_7H_8$ = 90:5:5, 2 – $Ar:N_2:C_7H_8$ = 85:10:5, 3 – $Ar:N_2:C_7H_8$ = 75:20:5.

Термическим испарением на образцах n-Si–N-АУП были осаждены контактные площадки из Cr + Cu толщиной 250 нм и площадью около 1 мм^2. Вольт-амперные характеристики и температурные зависимости тока $I(1/T)$, проходящего через полученные структуры, были измерены по методике, описанной в [10]. При измерениях температурной зависимости $I(1/T)$ образцы были помещены в азотный криостат, а приложенное электрическое поле на образцах поддерживалось постоянным. Охлаждающая система позволяла изменять температуру в диапазоне 200-373 К с точностью до 0.5 К. Ошибка измерений электрических параметров не превышала 5%.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Характер излучения плазмы и наличие в ней пиков отдельных компонент и почти непрерывного спектра свидетельствуют о многокомпонентности ее состава. Спектры излучения плазмы, наблюдающиеся при осаждении АУП и N-АУП, представлены на рис.2.

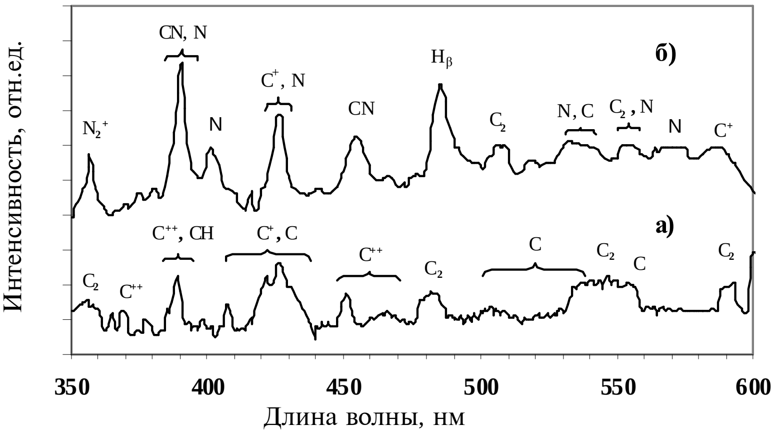


Рис.2. Эмиссионый спектр излучения плазмы при следующих соотношениях парогазовых компонент: а) Ar:C_7H_8 = 95:5, б) Ar:N_2:C_7H_8 = 90:10:5.

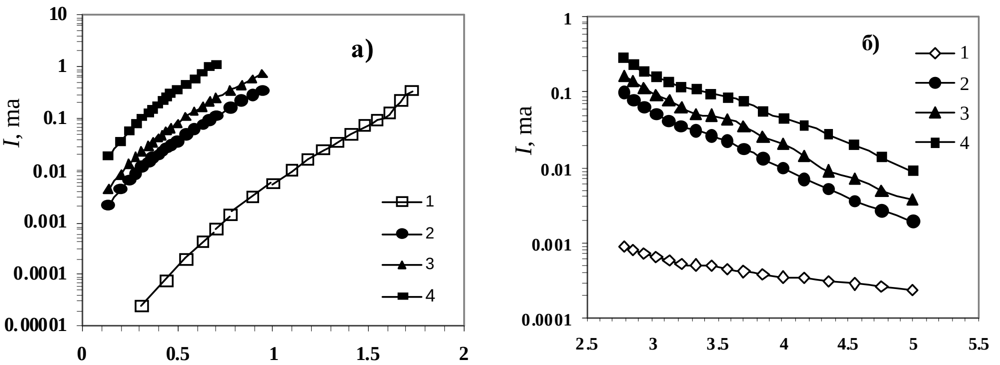
Сравнительный анализ излучательных спектров показал, что добавление в газовую смесь азота существенно влияет на интенсивность непрерывной составляющей излучения плазмы (фоновое излучение в интервале λ~ 450-600 нм) (рис.2б). В то же время, измерения толщины полученных пленок свидетельствуют о том, что скорость роста покрытий при увеличении количества азота снижается почти на порядок от 1 Å/ с до 0,15 Å/с. По-видимому, увеличение фонового излучения связано со снижением степени деструкции C_7H_8. При этом в плазме образуются промежуточные продукты (радикалы C_xH_y), которые способствуют увеличению вероятности протекания плазмохимических процессов и происходит изменение относительных величин характерных максимумов на спектральной зависимости излучения плазмы (рис.1) – снижается интенсивность спектральных линий C^+, C^{++} и появляются интенсивные линии, связанные с CN, N (рис.2).

Нейтрализация пленкообразующих активных частиц в плазменном потоке снижает их концентрацию и на поверхности подложки и, тем самым, снижается скорость роста пленки.

Результаты измерения зависимости логарифма поперечного тока через структуру от величины приложенного электрического напряжения I=I($U^{1/2}$) и температурные зависимости тока I(1/T) для трех типов образцов с покрытиями, полученными при различных технологических режимах, представлены на рис.3. Поскольку поперечное удельное сопротивление пленки на несколько порядков больше удельного сопротивления подложки n-Si и контактного сопротивления, то измеренные зависимости характеризуют в основном осажденную пленку.

При одинаковом напряжении на структуре поперечный ток через образцы с легированными азотом пленками почти на три порядка (рис.3а, кр.2) превосходит ток через структуры с нелегированными АУП (рис.3а, кр.1). Аналогичные результаты были получены в [11], где легированные азотом углеродные пленки осаждались из направленного ионного потока, созданного высокочастотным ионным источником (при этом изменение поперечного тока через образец составило всего два порядка величины). Проводимость пленок при низких напряжениях ($U < 0{,}25$ В), как считают авторы, обусловлена прыжковым механизмом, а при высоких – эмиссией Френкеля–Пула. Согласно предположению авторов, легирование пленки азотом приводит к увеличению плотности электронных состояний и вблизи края зоны проводимости, и вблизи уровня Ферми. Поведение ВАХ в области напряжений $U \sim 0.25–2.5$ В, как считают авторы, определяется состояниями, находящимися вблизи края зоны проводимости. Сравнение ВАХ легированных пленок, осажденных плазмо-химическим методом, с результатами [11] показывает качественное совпадение (линейная зависимость логарифма тока от $U^{1/2}$ в измеряемом диапазоне напряжений). В области напряжений $U \sim 0{,}2–1$ В ток, проходящий через пленки с N-АУП, примерно на порядок больше тока, указанного в [11]. По-видимому, технологические особенности осаждения пленок плазмохимическим методом приводят к существенному различию в структуре получаемых пленок. Как известно, пленки, полученные плазмохимическим методом, имеют кластерную структуру [1,2,10]. По-видимому, в нашем случае размеры кластеров и расстояния между ними могут быть значительно больше, а это, в свою очередь, создает предпосылки для значительно большего внедрения азота в структуру и к увеличению плотности электронных состояний вблизи края зоны проводимости. Увеличение концентрации азота в потоке плазмы до 20% приводит к смещению вольт-амперных характеристик соответствующих структур в сторону увеличения тока (рис.3, кр.2,3,4). Последующее увеличение концентрации азота в газовой смеси с целью увеличения тока через структуру приводит к резкому уменьшению роста АУП.

Рис.3. Зависимости логарифма тока от приложенного напряжения (а) и температурные зависимости тока $I(1/T)$ (б) для образцов с покрытиями, полученными при следующих соотношениях парогазовых компонент: 1 – $Ar:C_7H_8$ =95:5, 2 – $Ar:N_2:C_7H_8$ = 90:5:5,



3 – $Ar:N_2:C_7H_8$ = 85:10:5, 4 – $Ar:N_2:C_7H_8$ =75:20:5.

Зависимость тока через структуру от обратной температуры в интервале $T \sim$ 200-373 К имеет экспоненциальный характер. Легирование АУП азотом приводит к значительному изменению наклона кривой логарифма тока от обратной температуры (рис.3б). Это означает, что легирование азотом меняет энергию активации локализованных носителей заряда, которая оценивалась по наклону кривой зависимости $I(1/T)$. Значение энергии активации для образцов с различной степенью легирования составляет величину порядка W~160-230 мэВ, что согласуется с результатами [11]. Некоторое расхождение средней величины энергии активации, рассчитанной по известному методу, можно объяснить, если учесть тот факт, что экспериментальное определение площади эмиттирующей поверхности весьма неоднозначно и приводит к неточности в определении величины энергии активации.

Таким образом, если сравнивать параметры легированных пленок, полученных с помощью различных технологий, и исходя из того, что энергия активации имеет тот же порядок в обоих случаях, можно предположить, что большее увеличение проводимости в нашем случае связано с большим увеличением плотности состояний вблизи края зоны проводимости. В температурном интервале T~ 200 –300 К зависимость логарифма тока имеет линейный характер, а выше T > 300 К наблюдается некоторое усиление зависимости тока от температуры.

Таким образом, проведенные исследования электрофизических параметров АУП показывают, что при легировании азотом пленок, полученных плазмохимическим методом, удается почти на три порядка увеличить их удельную проводимость.

4. Заключение

1. Методом плазмохимического разложения $Ar:C_7H_8:N_2$ ионным источником постоянного тока получены легированные азотом N-АУП.

2. Показано, что регистрацией спектров плазмы в процессе синтеза углеродных пленок можно контролировать степень легирования АУП.

3. Установлено, что при добавлении в газовую смесь до 20% азота удельная проводимость пленок может увеличиться более, чем на три порядка. Вольт-амперные характеристики описываются моделью Френкеля–Пула, а механизм увеличения проводимости объясняется ростом плотности состояний носителей заряда вблизи края зоны проводимости.

Выражаю благодарность сотрудникам лаборатории “Гелиотехника” ГИУА за помощь в работе и за полезное обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.Robertson.** Adv. Phys., **35**, 317 (1986).
2. **А.С.Восканян, Ж.Р.Паносян**. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 258 (2004).
3. **O.Amir, R.Kalish.** J. Appl. Phys., **70**, 4958 (1991).
4. **J.Mort, M.A.Machonkin, K Okumura**. Appl. Phys. Lett., **59**, 3148 (1991).
5. **Zh.Panosyan, S.Voskanyan, Y.Yengibaryan, A.Stepanyan**. Proc. of 7th Appl. Diamond Conf./3th Frontier Carbon Technology Joint Conf., Tsukuba, Ibaraki, Japan, 2003, p.334.
6. **Ж.Паносян** и др. Годичная научная конференция ГИУА: сб. материалов, т.1, с.39, 2005.
7. **Р.Пирс, А.Гейдон**. Отождествление молекулярных спектров, М., 1949.
8. **А.Р.Стриганов, Г.А.Одинцова**. Таблицы спектральных линий атомов и ионов, справочник. М., 1982.
9. **A.A.Voevodin, J.G.Jones, J.S.Zabinski, L.Hultman**. J. Appl. Phys., **92**, 724 (2002).

10. **Zh.R.Panosyan, A.V.Meliksetyan, S.S.Voskanyan, Y.V.Yengibaryan, A.A.Sahakyan, A.T.Darbasyan**. Diamond Relat. Mater., **15**, 394 (2006).
11. **C.Ronning, U.Griesmeier, M.Gross, H.C.Hofsдss, R.G.Downing, G.P.Lamaze**. Diamond Relat. Mater., 4, 666 (1995).

ԱԶՈՏՈՎ ԼԵԳԻՐԱՑՎԱԾ ԱԾԽԱԾՆԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՍԻՆԹԵԶՈՒՄԸ ԵՎ ՆՐԱՆՑ ԷԼԵԿՏՐԱՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՉԱՓՈՒՄԸ

Ա.Ս. ՈՍԿԱՆՅԱՆ

Կատարված է ազոտով լեգիրացված ածխածնային ալմաստանման թաղանթների սինթեզում (N-ԱԱԹ), հաստատուն հոսանքի իոնային աղբյուրի միջոցով, Ar:C_7H_8:N_2 գազային խառնուրդի տրոհման արդյունքում առաջացած չեզոք և իոնիզացված բաղադրիչներից: Լեգիրացման աստիճանը փոփոխվել է գազային խառնուրդում ազոտի քանակական փոփոխմամբ, որը վերահսկվել է ըստ պլազմայի ճառագայթման սպեկտրալ բնութագրերի բնորոշ գծերի համադրմամբ: Լեգիրացված ԱԱԹ, 200-250 նմ հաստությամբ աճեցվել են n-Si հարթակի վրա: Կատարվել են կառուցվածքով հոսող հոսանքի ջերմաստիճանային կախվածությունների և ՎԱԲ-ի չափումները: Ցույց է տրված, որ N-ԱԱԹ-ի կառուցվածքի լեգիրացումը ազոտով հանգեցնում է ծավալային հաղորդականության աճին երեք կարգով:

SYNTHESIS OF NITROGEN-DOPED CARBON FILMS AND MEASUREMENT OF THEIR ELECTROPHYSICAL CHARACTERISTICS

A.S. VOSKANYAN

Diamond-like carbon films (N-DLC) were synthesized at Ar:C_7H_8:N_2 gas-vapor mixture destruction, using the ion source. The doping degree of synthesized films was varied by changing the quantitative composition of N in gas mixture and was controlled at registration of the intensity of characteristic spectral lines of the plasma radiation. The films with the thickness 200-250 nm were deposited on the Si substrates. Voltage-current characteristics and temperature dependences of current across the obtained structures were measured. It is shown that nitrogen doping increases the conductivity of N-DLC films up to the three orders of magnitude.

Известия НАН Армении, Физика, т.41, №4, с.308-313 (2006)

УДК 621.356

НАБЛЮДЕНИЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ОДНОВРЕМЕННЫМ НЕКОГЕРЕНТНЫМ НАКОПЛЕНИЕМ ВРЕМЕННЫХ И ЧАСТОТНЫХ НЕЗАВИСИМЫХ РЕАЛИЗАЦИЙ

К.С. МОСОЯН, Г.И. МАРИНОСЯН

Научно-производственный институт “Комета”

(Поступила в редакцию 23 ноября 2005 г.)

Показано, что при излучении радиолокатором сигналов с широким спектром и одновременном последетекторном накоплении большого числа независимых временных реализаций можно реализовать контрастную чувствительность 0.005 дБ, обнаружить цели с малым радиолокационным поперечным сечением и слабоконтрастные аномалии на морской поверхности.

После появления радиолокаторов с синтезированной апертурой (РСА), обычно задачу обнаружения целей с малым радиолокационным поперечным сечением на морской поверхности (МП) успешно решают с помощью РСА. При этом реализуется высокая разрешающая способность (РС) и малая контрастная чувствительность на элементе разрешения. Применение РСА требует движения носителя радиолокационной станции. Когда наблюдения проводятся с медленно движущихся или неподвижных объектов (с аэростата или берегов моря) получение высокой РС с малым размером антенны невозможно и отношение сигнал/фон резко ухудшается. Для обеспечения большого отношения сигнал/фон необходимо уменьшить дисперсию рассеянного сигнала от освещенного пятна на МП.

Для уменьшения дисперсии рассеянного сигнала от освещенного пятна на МП необходимо одновременно накопить большое число независимых временных [1,2] и частотных [3,4] высокочастотных независимых отсчетов от рассеянного сигнала с морской поверхности (МП).

При расчете дисперсии фона, когда оценивается отношение сигнал/фон в радиолокаторах с синтезированной апертурой (РСА) или бокового обзора (РБО) пользуются известной формулой

$$D_\phi = P_\phi = P_s G_0^2 \lambda^2 \sigma_\phi /(4\pi)^3 R^4 \,, \qquad (1)$$

где P_s – мощность излучения передатчика РЛС, G_0 – коэффициент усиления антенны радиолокатора, λ – длина волны излучения, $\sigma_\phi = \sigma^0 r_x r_y$ – эффективная поверхность рассеяния (ЭПР) фона в элементе разрешения, σ^0 – удельная ЭПР (УЭПР) фона, r_x, r_y – линейные разрешающие способности РЛС по азимуту и дальности, R – дальность до цели.

В вышеуказанной формуле для расчета дисперсии флуктуации фона используется среднее значение УЭПР, что правомерно для РСА или РБО, так как в указанных локаторах с элемента разрешения реализуется одна независимая выборка и при этом имеет место $\delta\sigma \approx \sigma^0$.

В тех случаях, когда с элемента разрешения реализуется N независимых выборок, то $\delta\sigma \neq \sigma^0$ и определяется как $\delta\sigma = \beta\sigma^0$. Таким образом, в формуле (1) для определения фоновых флуктуаций на входе приемника вместо $\sigma_\phi = \sigma^0 r_x r_y$ необходимо подставить $\sigma_\phi = \beta\sigma^0 r_x r_y$, где β – относительная точность измерения УЭПР (см. [2]).

Абсолютная погрешность (пороговая чувствительность) измерения среднего значения УЭПР, обусловленная низкочастотными и высокочастотными флуктуациями, запишется в виде

$$\delta\sigma = \sqrt{[\delta\sigma_h^0(N)]^2 + [\delta\sigma_l^0(r,V)]^2} ,$$

где $\delta\sigma_h^0(N)$ – среднеквадратичное отклонение высокочастотных флуктуаций УЭПР, после усреднения по N независимым реализациям (известно, что $\delta\sigma_h^0(1) = \sigma^0$), а $\delta\sigma_l^0(r,V)$ – среднеквадратичное отклонение низкочастотных флуктуаций УЭПР с учетом усреднения по пространству.

Разделив обе части выражения на σ^0, получим относительную пороговую чувствительность по измерению среднего значения УЭПР:

$$\beta = \frac{\delta\sigma}{\sigma^0} = \sqrt{\frac{[\delta\sigma_h^0(N)]^2}{(\sigma^0)^2} + \frac{[\delta\sigma_l^0(r,V)]^2}{(\sigma^0)^2}} , \qquad (2)$$

где $1+\beta$ определена как контрастная чувствительность в относительных единицах (см. [1]), $\delta\sigma_l^0$ – среднеквадратичное отклонение рассеянного сигнала при $r << \Lambda$ (Λ – средняя длина гравитационных волн МП), V – скорость ветра.

Величина дисперсии низкочастотных флуктуаций при их усреднении по элементу разрешения r определяется как [5]

$$[\delta\sigma_l^0(r,V)]^2 = (\delta\sigma_l^0)^2 \psi_l^2(r,V) ,$$

где $\psi_l(r,V)$ – коэффициент ослабления флуктуаций при пространственном усреднении.

При усреднении флуктуационного процесса среднеквадратичное значение среднего выборочного определяется выражением [6]

$$\delta\sigma_h^0(N) = \frac{\delta\sigma_h^0}{\sqrt{2N}} ,$$

где N – число независимых реализаций, которое при временном усреднении определяется шириной спектра временной реализации процесса: $N_\tau = \Delta f \cdot \tau$. В общем случае вместо N можно брать как временные, так и пространственные и частотные независимые реализации.

Таким образом, формулу (2) можно переписать в виде

$$\beta = \frac{\delta\sigma(d,\tau)}{\sigma^0} = \sqrt{\frac{(\delta\sigma_h^0)^2}{2(\sigma^0)^2 \cdot \Delta f \cdot \tau} + \frac{(\delta\sigma_l^0)^2 \psi_l^2}{2(\sigma^0)^2 \cdot \Delta F_l \cdot \tau}}\,, \tag{3}$$

где $\delta\sigma^0(d,\tau)$ – среднеквадратичное отклонение ЭПР с учетом пространственного и временного усреднения, Δf – ширина спектра рассеянного сигнала, τ – время усреднения, ΔF_l – ширина спектра низкочастотных флуктуаций, обусловленных модуляцией УЭПР уклонами крупных волн.

В большинстве случаев $\tau \leq$ 1с, а ΔF_l меняется в пределах до нескольких Гц [7], поэтому число низкочастотных независимых реализаций по времени не превышает 2, и уменьшение второго члена под корнем в выражении для β осуществляется, в основном, пространственным усреднением. Однако пространственное усреднение приводит к ухудшению разрешающей способности радиолокационной системы.

Для уменьшения первого члена под корнем в (3) можно использовать как временные, так и пространственные и частотные независимые реализации. При этом важно отметить, что при наборе большого количества высокочастотных независимых реализаций предельная точность измерения среднего значения УЭПР определяется разрешающей способностью радиолокационной системы:

$$\beta_{\lim}^2 = \frac{(\sigma_l^0)^2 \cdot \psi_l^2}{2(\sigma^0)^2 \cdot \Delta F_l \cdot \tau}\,. \tag{4}$$

Чтобы реализовать предельное значение относительной пороговой чувствительности $\beta_{\lim}$, необходимо набирать большое число высокочастотных независимых реализаций *N*:

$$N = N_\tau \cdot N_f \geq \frac{(\sigma_h^0)^2}{2(\sigma^0)^2 \cdot \beta_{iml}^2}\,. \tag{5}$$

Замечаем, что асимптотическое значение функции ψ_l в зависимости от $r/\Lambda >> 1$ имеет экспоненциальный характер с отрицательным показателем и при больших значениях *r* может быть очень малой величиной [5].

Оценка $\beta_{\lim}$ при V = 8 м/с и r = 3–5 км дает значение <10^{-4}. В данном случае относительная пороговая чувствительность будет ограничена величиной N и для получения высокой чувствительности необходимо одновременно реализовать большое количество независимых временных N_τ и частотных N_f высокочастотных независимых реализаций.

Количество N_τ зависит от ширины спектра рассеянного от МП сигнала и времени последетекторного накопления. Ширина спектра в зависимости от условий МП оценивается от 100 до 500 Гц [7]. Время накопления τ можно выбирать от 1 до 10 с. Таким образом можно реализовать в зависимости от условий на МП и эксперимента $N_\tau = 100 - 5000$.

Число независимых реализаций $N_f = B_r / \Delta f_d$: где B_r – ширина спектра излучаемых передатчиком частот, Δf_d – частота декорреляции случайного, рассеянного от МП сигнала. Рассмотрение Δf_d удобно проводить, используя диаграмму обратного рассеяния (ДОР) элемента разрешения. Представляя двумерную ДОР диффузно рассеивающей распределенной цели в виде [8]

$$U(\theta,\varphi,t) = A(\theta,\varphi,t)\cos\left(\frac{\pi r_x}{\lambda}\sin\theta\cos\varphi\right)\cos\left(\frac{\pi r_y}{\lambda}\sin\theta\cos\varphi\right), \qquad (6)$$

где $A(\theta,\varphi,t)$ – случайная амплитуда лепестка ДОР, распределенная по пространству и времени по закону Релея, λ – длина волны РЛС, θ и φ – угловые координаты наблюдения, r_x и r_y – размеры облучаемой площадки на МП. Ввиду меняющегося во времени рельефа облучаемой площадки, ДОР случайным образом флуктуирует во времени и пространстве.

Преобразуем выражение в удобный вид для определения интервала декорреляции Δf_d:

$$U(\theta,\varphi,t) = A(\theta,\varphi,t)\cos\left(\frac{\pi r_x}{c}\sin\theta\cos\varphi\right)\cos\left(\frac{\pi r_y}{c}\sin\theta\cos\varphi\right).$$

При изменении частоты сигнала f по случайному закону происходит случайное сканирование лучей ДОР в азимутальной и угломестной плоскостях. Полагая интервал декорреляции сигнала по нулевому уровню равным ширине лепестка ДОР, получим

$$\Delta f_{dx} = \frac{c}{r_x \sin\theta\cos\varphi}, \qquad \Delta f_{dy} = \frac{c}{r_y \sin\theta\sin\varphi},$$

т.е. частотный интервал раскорреляции обратно рассеянного сигнала определяется размером элемента разрешения и координатами наблюдения. Тогда для случаев бокового и заднего обзоров соответственно будем иметь:

$$\Delta f_{dx} = \frac{c}{r_x \sin\theta}, \qquad \Delta f_{dy} = \frac{c}{r_y \sin\theta}. \qquad (7)$$

При определении интервала корреляции сигнала по половинному уровню ширины лепестка получим:

$$\Delta f_{dx} = \frac{c}{2r_x \sin\theta}, \qquad \Delta f_{dy} = \frac{c}{2r_y \sin\theta}. \qquad (8)$$

Такое же выражение для Δf_d приведено в работе [7] в результате анализа корреляционной функции рассеянного сигнала от МП. Из этих выражений следует, что частотный интервал раскорреляции сигнала определяется продольным (вдоль направления наблюдения) размером разрешаемой площадки и уменьшается с увеличением угла. Используя формулу (7), можем оценить величину Δf_d при значении r = 3-5 км и $\theta \approx 80^0$ (настильные углы наблюдения): полученное значение лежит в интервале 0.06-0.1 МГц.

При излучении передатчиком сигнала с шириной спектра 100–200 МГц (например, внутриимпульсная линейная частотная модуляция) число частотных независимых реализаций превысит 1000. Эквивалентность частотных и временных независимых реализаций экспериментально подтверждена в работе [3].

Таким образом, при использовании радиолокатора с широким спектром излучающего сигнала (B_r = 100–200 МГц) и одновременно последетекторным большим временем накопления (интегрирование $\tau = 4 - 10$ с) можно реализовать высокую фоновую контрастную чувствительность 0.005 дБ при $\beta = 10^{-3}$. Это дает возможность уменьшить дисперсию мешающих шумов от элемента разрешения морской поверхности на три порядка и, следовательно, делается возможным обнаружение целей с малым радиолокационным поперечным сечением при больших размерах элемента разрешения на поверхности моря. Описанный радиолокатор может также быть рекомендован, когда необходима высокая точность измерения среднего значения УЭПР.

ЛИТЕРАТУРА

1. **К.С.Мосоян, Р.В.Восканян и др**. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 199 (2004).
2. **К.С.Мосоян.** Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 417 (2004).
3. **К.С.Мосоян, О.Б. Петросян.** Изв. НАН Армении, Физика, **38,** 417 (2003).
4. **R.K.Moor, V.R. White**. IEEE Tr. MTT, **54**, 590 (1969).
5. **С.В.Переслегин.** Физика атмосферы и океана, **6,** 610 (1975).
6. **H.Ray**. Microwave J., **5**, 63 (1966).
7. **А.А.Загородников**. Радиотехника и электроника**, 3,** 477 (1972).
8. **Справочник по радиолокации.** Под ред. М. Сколника, т.2. М., Сов. Радио, 1976.

ԾՈՎԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ԵՎ ՀԱՃԱԽԱԿԱՆ ԱՆԿԱԽ ԻՐԱՑՈՒՄՆԵՐԻ ՄԻԱԺԱՄԱՆԱԿ ՈՉ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ԿՈՒՏԱԿՈՒՄՈՎ

Կ.Ս. ՄՈՍՈՅԱՆ, Գ.Ի.ՄԱՐԻՆՈՍՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ երբ ռադիոլոկատորը ճառագայթում է լայն սպեկտրով ազդանշան և միաժամանակ դետեկտորից հետո կուտակվում են մեծ թվով անկախ ժամանակային իրացումներ, կարելի է իրացնել 0.005 դԲ կոնտրաստային զգայունություն, հայտնաբերել ծովի մակերևույթի վրա փոքր օբյեկտները և թույլ-կոնտրաստային անոմալիաները:

OBSERVATION OF SEA SURFACE AT SIMULTANEOUS INCOHERENT ACCUMULATION OF TIME AND FREQUENCY INDEPENDENT REALIZATIONS

K.S. MOSOYAN, G.I. MARINOSYAN

It is shown that when a radar radiates broad-spectrum signals and at simultaneous postdetection integration of a large number of independent time realizations, it is possible to implement a contrast sensitivity of 0.005 dB and to detect targets with a small radar cross-section and weak-contrasting anomalies on the sea surface.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале печатаются статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском и армянском языках. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 10 страниц, а краткого сообщения – 3 страниц текста и 2 рисунков. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на машинке или на принтере через 2 интервала.

3. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи или краткого сообщения после заглавия помещается аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

4. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий. Их размеры не должны превышать 10×15 см. Они должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте рисунков необходимо указать фамилии авторов, название статьи и номер рисунка. Подписи к рисункам должны быть собраны на отдельном листе.

5. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится цифрой в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилию автора, название книги, место издания, издательство, год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилию автора, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

6. Статья должна быть подписана всеми авторами. Необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора и адрес учреждения, где выполнена работа.

7. В случае возвращения автору его рукописи для доработки датой поступления считается день получения редакцией окончательного варианта статьи.

8. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректура с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции "Известий НАН Армении, Физика": Республика Армения, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. Тел. 56-80-67.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

CONTENTS

СОДЕРЖАНИЕ

Тираж 150. Сдано в набор 27.06.2006.
Подписано к печати 04.07.2006. Печ. л. 4,75.
Бумага офсетная. Цена договорная.
Типография НАН РА.
375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.