

ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

39, N6, 2004

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

39

№ 6

ՀՀ ԳԱՍ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ ИЗДАТЕЛЬСТВО "ТИТУКЮН" НАН РА
ԵՐԵՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆ

2004

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԱՊՐԱՅԻՆԱԿԱՆ ԳԵՂԱՊԵՏԱԿԱՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ
ՆԱԽԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱԿԱԴՄԻԱԿԱՆ ԲԵՐՈՒՄԻՆԻՍՏԻԿԱՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ
ԵՐԵՎԱՆ

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՆՈՒԹՅԱՆ ԳՐԱԴԱՐԱՆ

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԿՈՒՐՍ

39

№ 6

Գրքերի ցանկ
1. Ա. Բ. Բաբյան, Գրքերի ցանկ, Երևան, 1994 թ.
2. Գ. Բ. Բաբյան, Գրքերի ցանկ, Երևան, 1994 թ.
3. Գ. Բ. Բաբյան, Գրքերի ցանկ, Երևան, 1994 թ.
4. Գ. Բ. Բաբյան, Գրքերի ցանկ, Երևան, 1994 թ.
5. Գ. Բ. Բաբյան, Գրքերի ցանկ, Երևան, 1994 թ.
6. Գ. Բ. Բաբյան, Գրքերի ցանկ, Երևան, 1994 թ.
7. Գ. Բ. Բաբյան, Գրքերի ցանկ, Երևան, 1994 թ.

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

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

EDITORIAL BOARD

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

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

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

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

УДК 535.14

ДРОБНОЕ ДОПЛЕР-ВОЗРОЖДЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ НАСЕЛЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО УРОВНЯ АТОМА

Г.А. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 13 сентября 2004 г.)

Получены приближенные аналитические формулы, которые с высокой точностью описывают дробные возрождения эволюции во внутреннем состоянии атома после ее глубокого коллапса, обусловленные эффектом Доплера при дискретном импульсном распределении центра тяжести атома. Отгибающая импульсного распределения выбрана в виде двух смещенных гауссианов.

1. Введение

Двухуровневая квантовая система, которая взаимодействует с гармоническим возмущением, является одной из основных систем в квантовой механике [1]. Успех в области лазерного охлаждения и атомной оптики призывает сконцентрировать внимание на менее исследованную сторону этой проблемы – на динамику поступательного состояния атомных волновых пакетов.

В [2] была рассмотрена внутренняя эволюция двухуровневого атома в классическом поле плоской монохроматической волны, если центр тяжести атома предварительно имеет дискретный и равноудаленный спектр импульсов. Для населенности возбужденного энергетического уровня $|2\rangle$ было получено общее выражение

$$n_2(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} |a_n|^2 \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \Delta_n^2} \sin^2\left(\sqrt{\Omega_0^2 + \Delta_n^2} (t/2)\right). \quad (1)$$

Здесь Ω_0 есть частота Раби, $\Delta_n \equiv \Delta_0 + n\delta$ – обобщенная резонансная расстройка, содержащая нулевую расстройку Δ_0 и доплеровское смещение $\delta \equiv 2\hbar k k_s / M$, $2\hbar k_s$ – расстояние между соседними импульсами, k – волновой вектор волны, M – масса атома. Населенность уровня $|1\rangle$ дополнительна к (1): $n_1(t) + n_2(t) = 1$.

С помощью численных расчетов было показано, что в отличие от известных для неподвижного или движущегося с определенным импульсом гармонических осцилляций Раби, населенность (1) выявляет сложный вид

биений, которые в пределе больших интенсивностей переходят в последовательность коллапсов и возрождений. Такое поведение квантовой эволюции системы вследствие других причин (например, из-за бозонного характера частиц или из-за ангармоничности притягивающего потенциала) хорошо известно и наблюдается экспериментально [3].

Коллапс, то есть затухание временных изменений в системе при наличии внешнего периодического возмущения, происходит за время t_c , когда слагаемые в (1) становятся декоррелированными в области частот, имеющих существенный вклад (т.е. относительно большие амплитуды осцилляций $|a_n|^2$). Обозначая эффективное число импульсов в распределении с максимумом в n_0 через \bar{n} , для времени t_c можно приближенно написать $[\Omega(\bar{n} + n_0) - \Omega(n_0)] t_c \sim \pi$. Для высоких интенсивностей, если оптический контур покрывает и нулевую расстройку Δ_0 , и уширение $\bar{n}\delta$:

$$\Omega_0 \gg |\Delta_0|, \bar{n}\delta, \quad (2)$$

получаем

$$t_c \sim \frac{\pi \Omega_0}{\bar{n}\delta(|\Delta_{n_0}| + \bar{n}\delta/2)}.$$

Это время возрастает вместе с интенсивностью волны, потому что возрастающее Ω_0 сужает промежуток между соседними Раби частотами и, соответственно, между центральным и крайними частотами. Расстройка резонанса, наоборот, увеличивает упомянутый частотный промежуток и потому уменьшает время коллапса.

Временная эволюция возрождается в момент времени, когда гармонические осцилляции в (1) происходят синфазно, т.е. когда разность фаз между соседними членами в (1) становится кратной 2π . Время первого возрождения t_R может быть оценено как промежуток времени, в течение которого соседние осцилляции с $n = n_0$ и $n = n_0 + 1$ вблизи максимума распределения получают разность фаз 2π , то есть когда $(\sqrt{\Omega_0^2 + \Delta_{n_0+1}^2} - \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta_{n_0}^2}) t_R = 2\pi$. Вместе с неравенством (2) это приводит к

$$t_R \approx \frac{\pi \Omega_0}{(|\Delta_{n_0}| + \delta/2)\delta/2} \sim 2\bar{n} t_c \gg t_c. \quad (3)$$

Как можно было ожидать, t_R примерно в $2\bar{n}$ раза больше, чем t_c , и имеет похожую с ним зависимость от напряженности волны и расстройки резонанса. Отметим, что наличие осцилляций с разными частотами в (1) обусловлено эффектом Доплера, сопоставляющим разным импульсным состояниям атома разные частоты поля и, соответственно, разные расстройки резонанса и частоты Раби. Поэтому это явление вкратце будет названо Доплер-возрождением.

2. Дробное возрождение динамики населенности уровня

В работах [4] было показано, что между полными возрождениями при $t = t_R, 2t_R, 3t_R, \dots$ могут существовать так называемые дробные возрождения, т.е. возрождения с меньшими амплитудами временных изменений. В настоящей работе будет показано, что такой характер эволюции в области больших интенсивностей поля (см, условие (2)) присущ и рассматриваемому механизму временной эволюции населенностей уровней, основанному на эффекте Доплера, и будут получены аналитические выражения для таких возрождений. С этой целью определим $|a_n|^2$ в формуле (1) как сумму двух гауссианов с центрами в $n = \pm n_0$ и шириной \bar{n} :

$$|a_n|^2 = N \left\{ \exp\left[-(n-n_0)^2 / \bar{n}^2\right] + \exp\left[-(n+n_0)^2 / \bar{n}^2\right] \right\}, \quad (4)$$

где N – коэффициент нормировки. Предположим, что интенсивность волны настолько высока, что $\Omega(0)^2 = \Omega_0^2 + \Delta_0^2 \gg 2n\delta|\Delta_0 + n\delta/2|$, $n \leq n_0 + \bar{n}$. Это несколько другая форма записи (2). Теперь мы можем считать знаменатель в (1) почти постоянным и разложить квадратный корень в окрестности $n=0$, сохраняя члены до n^3 ($t < \pi \Omega(0)^3 / \delta^4 (n_0 + \bar{n})^4$). Тогда населенность будет иметь вид

$$n_2(t) = \frac{\Omega_0^2}{2\Omega(0)^2} \left[1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} |a_n|^2 \cos\left(\Omega(0)t + \frac{2\pi\sigma t}{T_1} n + \frac{2\pi}{T_2} n^2 - \frac{2\pi\sigma t}{T_3} n^3\right) \right]. \quad (5)$$

Характерные времена T_1, T_2 и T_3 определяются с помощью выражений

$$\frac{2\pi}{T_1} = \frac{\delta|\Delta_0|}{\Omega(0)}, \quad \frac{2\pi}{T_2} = \frac{\delta^2 \Omega_0^2}{2\Omega(0)^3}, \quad \frac{2\pi}{T_3} = \frac{\delta^3 |\Delta_0| \Omega_0^2}{2\Omega(0)^5}, \quad (6)$$

а σ – знак Δ_0 . Заметим, что T_2 практически определяется интенсивностью волны Ω_0^2 , тогда как T_1 и T_3 определяются еще и расстройкой резонанса Δ_0 . Вследствие этого условия $T_1, T_2 \ll T_3$ хорошо удовлетворяются, но T_1 может быть и больше, и меньше T_2 . Замечая также, что $\Omega(0) \approx \Omega_0$, из определенных можно увидеть, что первый из этих случаев соответствует условию $|\Delta_0| > \delta/2$, тогда как второй – обратному условию $|\Delta_0| < \delta/2$.

А. Большие расстройки резонанса ($|\Delta_0| > \delta/2$). Так как $1/T_3 \ll 1/T_2$, то время возрождения совпадает с характерным временем T_2 . Цепочки дробных возрождений формируются, когда у определенной части осцилляций разность фаз равняется 2π , тогда как другие осцилляции подавляют друг друга. Такие условия встречаются около временных моментов, равных $(q/r)T_2$, где q и r – взаимно несокращающиеся целые числа. Для таких дробных возрождений уравнение (9) будет иметь вид (схему детальных вычислений см. в [4])

$$n_2(t) = \frac{\Omega_0^2}{2\Omega(0)^2} \left\{ 1 - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\operatorname{Re}(W_m^{(r)} I_m^{(r)}(\Delta t)) \cdot \cos \Omega(0)t - \operatorname{Im}(W_m^{(r)} I_m^{(r)}(\Delta t)) \cdot \sin \Omega(0)t \right] \right\}, \quad (7)$$

где
$$W_m^{(r)} = \frac{1}{r} \sum_{p=0}^{r-1} \exp \left[i2\pi \left(p \frac{m}{r} + p^2 \frac{q}{r} \right) \right] \quad (8)$$

есть фактор, не зависящий от распределения импульсов,

$$I_m^{(r)}(\Delta t) = \int_{-\infty}^{\infty} dx |a(x)|^2 \exp \left\{ i2\pi \left[\left(\frac{\Delta t}{T_1} - \frac{m}{r} \right) x + \left(\varepsilon_{q/r} + \frac{\Delta t}{T_1} \right) \frac{T_1}{T_2} x^2 - \left(l + \frac{\Delta t}{T_1} \right) \frac{T_1}{T_3} x^3 \right] \right\}, \quad (9)$$

а начало отсчета времени перемещено в область дробного возрождения с помощью соотношения [4]

$$t = lT_1 + \Delta t = \frac{q}{r} T_2 + \varepsilon_{q/r} T_1 + \Delta t, \quad (10)$$

где l – целая часть t/T_1 , а $\varepsilon_{q/r} \leq 0.5$. Преимущество представления (7) состоит в том, что каждый $I_m^{(r)}(\Delta t)$ имеет колоколообразную форму и во времени четко отделено от своих соседей с номерами $m \pm 1$. Поэтому $I_m^{(r)}(\Delta t)$ представляет дробное возрождение, или точнее, его огибающую.

На рис.1 представлены три соседних дробных возрождения, вычисленные в этом приближении (а), и для сравнения, с помощью формулы (1)(б), соответственно, при $\Omega(0)/\delta = 130$, $\Delta_0/\delta = 64$. Отметим, что приближение (5) тем точнее, чем больше отношение $\Omega_0/(n_0 + \bar{n})$.

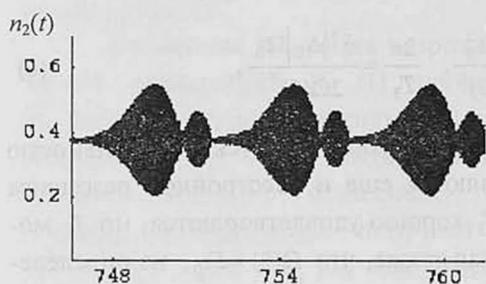


Рис.1а.

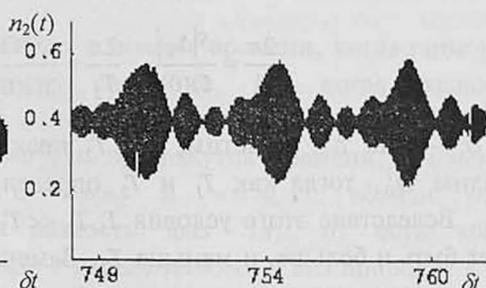


Рис.1б.

В. Малые расстройки резонанса. Если $|\Delta_0| < \delta/2$, то кубический член $2\pi t n^3/T_3$ в (5) становится очень малым и может быть игнорирован. Действительно, подставляя выражение для T_3 и вводя время возрождения $t_R \approx T_2$, можно написать

$$\frac{2\pi |n|^3}{T_3} = \frac{\delta^3 |\Delta_0| \Omega_0^2 |n|^3 t}{2\Omega(0)^5} = \frac{\delta |\Delta_0| |n|^3 t}{\Omega(0)^2 t_R} \leq \frac{\delta^2 |n|^3 t}{2\Omega(0)^2 t_R}. \quad (11)$$

Полагая, что $\Omega(0)$ намного больше, чем не только δn (см. после уравнения (8)), но и $\delta n^{3/2}$, приходим к отмеченной игнорируемости вплоть до времени

полного возрождения ($t \leq t_R$). Тогда, после элементарных вычислений, огибающая функция принимает простой вид

$$I_m^{(r)}(t) = \frac{\exp(-\eta^2)}{2\sqrt{1+(\Delta t/\tau)^2}} \exp\left[\frac{(\eta^2 - L_m^2(\Delta t))}{1 - i\Delta t/\tau}\right] \left\{ \exp\left[-\frac{2\eta L_m(\Delta t)}{(\Delta t/\tau) - i}\right] + \exp[n_0 \rightarrow -n_0] \right\}. \quad (12)$$

Здесь начало отсчета времени смещено согласно соотношению $t = (q/r)T_2 + \Delta t$ и введены следующие обозначения: $\eta = n_0/\bar{n}$, $\tau = T_2/2\pi\bar{n}^2$ и $L_m(\Delta t) = \pi\bar{n}(\sigma\Delta t/T_1 + \sigma qT_2/rT_1 - m/r)$.

Может быть интересен также подход, когда формула суммирования Пуассона [4], которая применялась при выводе (7), используется без явного разделения временных интервалов дробных возрождений и не зависящего от распределения фактора (8). Это дает возможность проследивать эволюцию сигнала на протяжении долгого периода, до полного подавления осцилляций. Однако это приближение более грубое и имеет скорее качественную, чем количественную значимость. Этот подход приводит к соотношению

$$n_2(t) = \frac{\Omega_0^2}{2\Omega(0)^2} \left\{ 1 - \frac{\exp(-\eta^2)}{\sqrt{1+(t/\tau)^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \left[\exp\left(\frac{\eta^2 - I_m^2(t)}{1 - it/\tau}\right) \cosh\left(\frac{2\eta L_m(t)}{(t/\tau) - i}\right) \exp i(\Omega t + \varphi(t)) \right] \right\}, \quad (13)$$

где $I_m(t) = \pi\bar{n}(\sigma t/T_1 - m)$ и $\varphi(t)$ – несущественный, медленно меняющийся фазовый член. Рассмотрим вопрос о временном разделении разных m -членов в (13). Основная экспонента по модулю имеет вид

$$\exp\left[-n_0^2\bar{n}^2(2\pi t/T_2 - \pi m/n_0)^2 / \left(1 + (2\pi\bar{n}^2 t/T_2)^2\right)\right], \quad (14)$$

где для простоты мы выбрали $\Delta_0 = 0$ ($1/T_1 = 0$). Выражение (14) – асимметричная колоколообразная функция времени с максимумом (=1) при

$$t_m = (m/2n_0) T_2 \quad (15)$$

и линейно возрастающей полушириной

$$\tau_m \approx (\bar{n}/n_0)t_m = m(\bar{n}/2n_0^2) T_2. \quad (16)$$

Это означает, что соседние члены могут быть рассмотрены как разделенные ($t_{m+1} - t_m > 2\tau_m$), если

$$2m(\bar{n}/n_0 < 1). \quad (17)$$

Таким образом, представление (13) имеет ценность, если полуширина n_0 между двумя максимумами импульсного распределения намного больше их собственной ширины \bar{n} . Заметим, что уравнения (15) и (16) показывают важную закономерность для продолжительности отдельных дробных возрождений и интервала между ними: они оба, аналогично полному возрождению, линейно возрастают с возрастанием интенсивности волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.Allen and J.H.Eberly. Optical Resonance and Two-Level Atoms. New York, Wiley, 1975.
2. А.Ж.Мурадян, Г.А.Мурадян, В.А.Погосян. Сборник трудов конференции Лазерная физика-2002, Аштарак, Армения, с.36-39.
3. G.Rempe, H.Walter, and N.Klein. Phys. Rev. Lett., **58**, 353 (1987); M.Brune, F.Schmigtkaler, A.Maali, J.Dreyer, E.Haglet, J.M.Raimond, and S.Haroche. Phys. Rev. Lett., **76**, 1800 (1996).
4. C.Leichtle, I.Sh.Averbukh, and W.P.Schleich. Phys. Rev. Lett., **77**, 3999 (1996); Phys. Rev. A, **54**, 5299 (1996).

ԱՏՈՄԻ ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ ՍԱԿԱՐԴԱԿԻ ԲՆԱԿԵՑՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԷՎՈԼՅՈՒՑԻԱՅԻ ԴՈՊԼԵՐՅԱՆ-ԿՈՏՈՐԱԿԱՅԻՆ ՎԵՐԱԾՆՈՒՄԸ

Գ.Ա. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Ստացված են մոտավոր անալիտիկ բանաձևեր, որոնք մեծ ճշտությամբ նկարագրում են ծանրության կենտրոնի դիսկրետ հավասարաեռ իմպուլսներով օժտված ատոմի ներքին դինամիկայում խորը կոլլապսին հաջորդող կոտորակային վերածնունդները: Իմպուլսային բաշխման պարոբիչն ընտրված է վերածածկվող երկու զառայանների տեսքով: Ի հայտ է բերված, մասնավորապես, որ վերածնունդների տևողություններն աճում են դաշտի ինտենսիվության աճին և ռեզոնանսային ապալարքի նվազմանը զուգընթաց:

DOPPLER-FRACTIONAL REVIVAL OF EVOLUTION OF ATOMIC ENERGY LEVEL POPULATION

G.A. MURADYAN

High precision analytical expressions are obtained for the fractional revivals induced by the Doppler effect in the internal dynamics of an atom with a discrete and equidistant momentum distribution. The envelope function of distribution is chosen in the form of two overlapping Gaussians. It is shown that the revival duration grows with the field intensity increase and resonance detuning decrease.

УДК 621.384

БАНЧИРОВКА И УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ CANDLE

Б.А. ГРИГОРЯН

Центр синхротронного излучения CANDLE, Ереван

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Исследовано формирование начального пучка электронов на выходе из электронной пушки с учетом сил пространственного заряда. Предложена и реализована система банчировки частиц на основе первых двух гармоник частоты следования сгустков в 500 МГц. Банчировка осуществляется двумя резонаторами на стоячей волне. Дальнейшее продольное сжатие сгустка осуществляется в структуре с бегущей волной с одновременным ускорением частиц сгустка. Проведена трассировка частиц от состояния покоя (электронная пушка) до энергии 100 МэВ на выходе из основного линейного ускорителя на 3 ГГц. Показано, что предложенная схема линейного ускорителя с предбанчировкой частиц, позволяет ускорить до 96% частиц с энергетическим разбросом на выходе из линака в 0.5% и поперечным эмиттансом менее 1 мм-мрад.

1. Введение

Ускорительно-накопительный комплекс CANDLE [1] состоит из линейного ускорителя электронов на энергию 100 МэВ, бустерного синхротрона, ускоряющего электронный пучок до 3 ГэВ, и основного накопительного кольца. Высокая яркость и стабильность фотонных пучков накопителя предполагает обеспечение прецизионных параметров накопленного пучка электронов в основном кольце. В дополнение, режимы работы комплекса должны позволять ускорение и накопление односгусткового, многосгусткового и непрерывного пучка в кольце. Это в свою очередь налагает жесткие требования на параметры пучка уже на начальной стадии формирования его пространственно-временной структуры, когда силы пространственного заряда пучка являются доминирующими.

Линейный ускоритель состоит из источника электронов (электронной пушки), системы группирователей (банчеров) и основной ускоряющей секции. В таблице 1 приведены основные требования к параметрам пучка на выходе из линейного ускорителя электронов для различных режимов работы комплекса.

Формирование пространственно-временной структуры пучка реализуется мультисигментной ВЧ банчировкой электронного пучка на основе введения продольно-энергетической корреляции в каждом сгустке. Для обеспече-

ния эффективного сжатия предлагается использовать первые две гармоники продольного ВЧ поля в резонаторах на стоячей волне на частотах 0.5 и 1 ГГц, соответственно. Дальнейшее сжатие пучка осуществляется в режиме ускорения на бегущей волне с частотой 3 ГГц. Электронный пучок ускоряется при этом до скорости порядка 0.95 скорости света и инжектируется в основной линейный ускоритель на 3 ГГц, который доводит энергию частиц до 100 МэВ.

Таблица 1. Параметры пучка на выходе линейного ускорителя

Режимы работы	Одно-/многосгустковый	Непрерывный
Длительность пучка	1/200-600 нс	1-600 нс
Номинальный ток	~1.6 А / 15 мА	~1 мА
Суммарный заряд	1.6 нК / 6 нК	~1 нК
Энерг. разброс	~0.5 %	~0.5 %
Поперечный эмиттанс	~10 [мм-мрад]	~10 [мм-мрад]
Частота работы	2 Гц	2 Гц
Диаметр пучка	~1.5 мм	~1.5 мм

2. Электронная пушка

Энергия сгустка на выходе из электронной пушки составляет 90 кэВ. На этой стадии пучок электронов является сильно нерелятивистским и силы пространственного заряда являются доминирующими при рассмотрении динамики пучка. Уравнение огибающей сгустка [2] с учетом пространственного заряда имеет вид

$$\frac{da_x}{ds^2} + K_x(s)a_x - \frac{\epsilon_x^2}{a_x^2} - \frac{4\lambda r_0}{\beta^2 \gamma^3 (a_x + a_y)} = 0, \quad (1)$$

где $a_{x,y}$ – полуширина пучка, s – расстояние по направлению движения, K_i – сила внешней фокусировки, $\beta = v/c$, v – скорость центра сгустка, c – скорость света, γ – Лоренц-фактор равновесной частицы, ϵ_i – поперечный эмиттанс сгустка, λ – линейная плотность частиц, r_0 – классический радиус электрона. Последний член уравнения описывает действие сил пространственного заряда, которое обратно пропорционально кубу энергии частицы.

Расчеты траектории частиц в электронной пушке были проведены с помощью программы E-GUN [2], которая включает учет сил пространственного заряда при описании динамики сгустка. В качестве источника электронов была выбрана стандартная электронная пушка с галлий-арсенидовым катодом и оксидным покрытием. Геометрия пушки была оптимизирована для параллельности эквипотенциальных линий для получения ламинарного потока частиц и обеспечения ускорения необходимого заряда в сгустке. Была

проведена трассировка 80 макрочастиц для заданной геометрии пушки. С использованием катода с площадью эффективной эмиссии в 1 см^2 получен сгусток электронов с суммарным зарядом в 1.6 нК и 6 нК для односгусткового и многосгусткового режимов работы, с пиковым током в сгустках 1.5 А и 15 мА соответственно. На рис.1 представлена геометрия электронной пушки и траектории частиц. Расчеты были проведены без учета влияния магнитного поля соленоидного магнита, которое частично компенсирует действие сил пространственного заряда. Триодный тип пушки с модуляцией сетки на частоте 500 МГц позволяет обеспечить предварительную банчировку пучка на этой стадии с длительностью в 1 нсек.

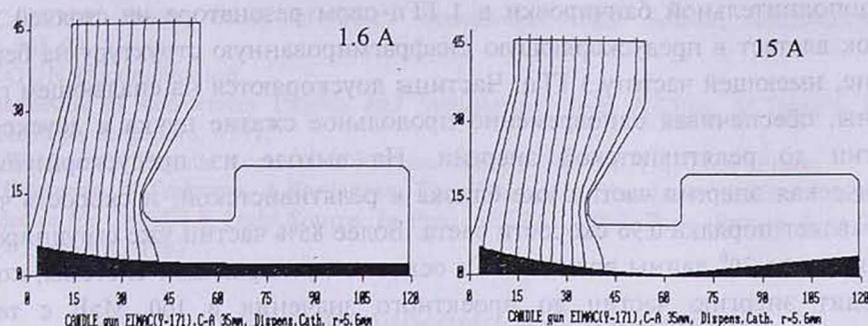


Рис.1. Геометрия электронной пушки и траектории частиц для двух режимов работы.

3. Группирование сгустка (банчировка)

Механизм группировки нерелятивистских частиц основан на строгой зависимости скорости частиц от энергии. Это позволяет эффективно формировать временную структуру пучка уже на стадии выхода частиц из электронной пушки с помощью внешнего ВЧ поля. Инжектируя частицы в нулевой фазе ВЧ поля, где прирост энергии центральной частицы равен нулю, передние частицы испытывают торможение, а задние – ускорение, частицы пучка получают продольно-энергетическую корреляцию, которая со временем приводит к продольному сжатию пучка за счет разности скоростей. Расстояние, на котором происходит эффективная банчировка пучка, зависит как от энергии самого сгустка, так и от амплитуды напряжения внешнего ВЧ поля, и задается следующим выражением [3]

$$L_{eff} = \frac{\lambda_{RF}}{2\pi} \cdot \frac{m_e c^2 \beta^3 \gamma^3}{e \cdot U_{peak}}, \quad (2)$$

где λ_{RF} – длина волны ВЧ поля, $m_e c^2$ – энергия покоя электрона, U_{peak} – пиковое напряжение в резонаторе, e – заряд электрона.

Очевидно, что идеальной формой внешнего электромагнитного поля, обеспечивающей наиболее строгую корреляцию энергии и положения частицы в сгустке, является линейная зависимость поля от времени [4]. Разложение в ряд Фурье такого поля по основной гармонике ω_0 имеет вид

$$-At = A_1 \cos \omega_0 t + A_2 \cos 2\omega_0 t + \dots + A_6 \cos 6\omega_0 t.$$

Для эффективной банчировки пучка выбрана система группирователей на частотах 0.5, 1 и 3 ГГц. Первые два группирователя представляют собой резонаторы на стоячей волне и обеспечивают только продольное сжатие пучка. Пучок влетает в резонаторы в нулевой фазе ВЧ поля. Первый резонатор с частотой 500 МГц и с пиковым напряжением в 30 кВ обеспечивает банчировку более 70% частиц в интервале длины волны в 10 см (3 ГГц). После дополнительной банчировки в 1 ГГц-овом резонаторе на стоячей волне пучок влетает в предусоряющую диафрагмированную структуру на бегущей волне, имеющей частоту 3 ГГц. Частицы доускоряются на спадающем гребне волны, обеспечивая одновременно продольное сжатие пучка и доускорение частиц до релятивистской энергии. На выходе из предускорителя кинетическая энергия частиц уже близка к релятивистской, и скорость частиц составляет порядка 0.96 скорости света. Более 85% частиц уже сгруппированы в интервале 30° длины волны 3 ГГц основной ускоряющей системы, которая доводит энергию частиц до проектного значения в 100 МэВ с темпом ускорения 17 МВ/м. На рис.2 приведены результаты трассировки 5600 частиц вдоль всего тракта, от электронной пушки до выхода из основного линейного ускорителя. Как видно из рисунка, более 96% частиц захватываются в режим ускорения. При этом энергетический разброс частиц в сгустке не превышает 0.5%, а поперечный эмиттанс пучка меньше 1 мм-мрад.

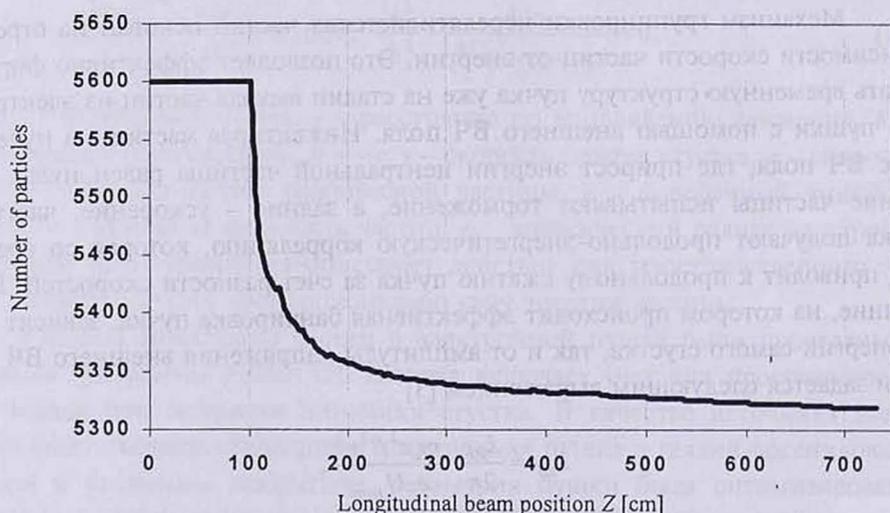


Рис.2. Результаты трассировки 5600 частиц вдоль всего ускорителя.

4. Заключение

Представлены основные системы генерации, группирования и ускорения электронов в линейном ускорителе инжекторе на 100 МэВ. Динамика процесса формирования пространственно-временной структуры пучка исследована с учетом пространственного заряда пучка. Результаты исследования легли в основу проекта линейного ускорителя-инжектора для источника синхротронного излучения CANDLE [1,5]. Отличительной особенностью полученных результатов является эффективный захват более 96% частиц в режим ускорения в энергетическом интервале менее 0.5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. CANDLE Design Study of 3GeV Synchrotron Light Source, ASLS-CANDLE R-001-02.
2. E-GUN Documentation.
3. Handbook of Accelerator Physics and Engineering (eds. A.Chao, M.Tigner), World Scientific, Singapore, 1999.
4. H.Weidemann. Particle Accelerator Physics. ISBN 3-540-64671-x, 2-nd edition.
5. B.Grigoryan, V.Tsakanov, A.Vardanyan. The Design and Simulation Studies of the Pre-injector for CANDLE Light Source. In Proc. of EPAC-2002, Paris, France, June 02-07, 2002, pp.1765-1767.

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԽՍՔԱՎՈՐՈՒՄՆ ԵՎ ԱՐԱԳԱՅՈՒՄՆ CANDLE-Ի ԳԾԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՅՈՒՑԻՉՈՒՄ

Բ.Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Ներկայացված է էլեկտրոնային փնջի ձևավորումը էլեկտրոնային թնդանոթի ելքում, հաշվի առնելով տարածական լիցքի ուժերի ազդեցությունը: Առաջարկված խմբավորման համակարգը կազմված է երկու խմբավորիչներից, որոնք օգտագործում են 500 ՄՀց հաճախության 1-ին և 2-րդ հարմոնիկները: Կատարված հաշվարկների արդյունքում, նախագծված արագացուցիչը հնարավորություն է տալիս պահպանել և էֆեկտիվ արագացնել փնջի մասնիկների 96%-ից ավելին, ունենալով 0.5%-ից փոքր էներգիական սփռվածք և լայնական էմիտանս՝ 1-մմ-մոտայ-ից փոքր:

PARTICLE BUNCHING AND ACCELERATION IN THE LINEAR ACCELERATOR OF CANDLE

B.A. GRIGORYAN

The electron beam formation at the gun exit taking into account the space charge effects is presented. The bunching system operating at two harmonics of 500 MHz frequency structure is suggested. Two standing wave bunchers perform the beam pre-bunching. Third traveling wave buncher at 3 GHz performs the final bunching and acceleration of the beam. The simulation of the particles tracking through the accelerator structure starting from the electron gun up to 100 MeV final energy is done. The bunching system allows the capture of more than 96% of particles and efficient acceleration of the electron beam with 0.5% energy spread and transverse emittance less than 1-mm-mrad at the energy of 100 MeV.

УДК 535.14

КВАНТОВАЯ ДИНАМИКА ПОЛЯ В ДВУХФОТОННО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

С.Т. ГЕВОРГЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 23 июня 2004 г.)

Рассмотрен процесс одновременного поглощения двух фотонов в среде, которая возмущается извне двухфотонно параметрическим образом. С помощью численного моделирования квантовых траекторий системы вычислены функции Вигнера состояния поля. Показано, что стационарное состояние поля сильно зависит от амплитуды начального когерентного состояния системы. Показано также, что возможна сильная зависимость стационарного состояния системы от времени первого двухфотонного квантового скачка состояния поля.

1. Введение и основные уравнения

Рассмотрим квантовую динамику моды электромагнитного поля, которое взаимодействует с двухфотонно поглощающей средой. Предположим, что эта мода возмущается извне двухфотонно параметрическим образом. Гамильтониан этого взаимодействия можно описать с помощью квадратов операторов поля. Уравнение для матрицы плотности поля для такой модели можно написать в следующем виде [1]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = (i\hbar)^{-1} [H_p, \rho] - \frac{\gamma}{2} (a^{+2} a^2 \rho + \rho a^{+2} a^2 - 2a^2 \rho a^{+2}). \quad (1)$$

Первый член уравнения (1) описывает двухфотонное параметрическое возмущение моды поля извне, а второй член – двухфотонное поглощение поля в среде. Здесь a , a^+ – операторы уничтожения и рождения фотонов, соответственно, ρ – матрица плотности поля, γ – коэффициент двухфотонного поглощения. Гамильтониан возмущения H_p имеет следующий вид:

$$H_p = i\hbar \frac{\varepsilon}{2} (a^2 - a^{+2}) \quad (2)$$

(фаза возмущающего поля здесь опущена для простоты).

Квантовая динамика этой системы была исследована в работе [1]. Методом Рунге–Кутты численно решено уравнение матрицы плотности поля. Показано, что при эволюции из начального вакуумного и однофотонного Фоковского состояний системы поле локализуется в стационарном четном и

нечетном суперпозиционном состояниях, соответственно [2,3]. Показано, что малая однофотонная диссипация разрушает суперпозиционные состояния на статистическую смесь двух когерентных компонент. Квантовая динамика этой системы в случае присутствия малой однофотонной диссипации методом численного моделирования квантовых траекторий системы [4] была исследована также в работе [5]. Было показано, что в области малых значений амплитуды состояния (малые значения числа фотонов) система больше времени проводит в четном суперпозиционном состоянии, чем в нечетном, что приводит к увеличению квантовой когерентности системы и образованию четного суперпозиционного состояния поля.

Целью настоящей работы является исследование динамики образования стационарного состояния поля в двухфотонно поглощающей среде в случае параметрического двухфотонного возмущения в зависимости от начального когерентного состояния системы.

Для исследования квантовых свойств оптической системы следует вычислить функции Вигнера состояния поля. Это можно сделать в полярных координатах $x = r \cos(\theta)$, $y = r \sin(\theta)$ с помощью следующей формулы [1]:

$$W(r, \theta) = \sum_{m,n} \rho_{mn} w_{mn}(r, \theta), \quad (3)$$

где ρ_{mn} – элементы матрицы плотности поля в Фоковском базисе и

$$w_{mn}(r, \theta) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} (-1)^n \left(\frac{n!}{m!}\right)^{1/2} \exp(i(m-n)\theta) \exp(-2r^2) (2r)^{m-n} L_n^{m-n}(4r^2), & m \geq n, \\ \frac{2}{\pi} (-1)^m \left(\frac{m!}{n!}\right)^{1/2} \exp(i(m-n)\theta) \exp(-2r^2) (2r)^{n-m} L_m^{n-m}(4r^2), & m \leq n. \end{cases} \quad (4)$$

В последнем выражении L_k^β – полиномы Лагерра.

С помощью метода “Монте-Карло волновая функция” [4] мы исследуем квантовые траектории оптической системы. Приведем алгоритм этого метода для вычисления одной квантовой траектории поля нашей оптической системы.

Для вычисления состояния поля в момент времени $t + \delta t$ вычисляется вероятность квантового скачка состояния поля в момент времени t :

$$\delta p = \gamma \delta t \langle \psi(t) | a^{+2} a^2 | \psi(t) \rangle, \quad (5)$$

где $|\psi(t)\rangle$ – состояние поля в момент времени t . После этого генерируется случайное число ξ , которое имеет равномерное распределение в интервале (0;1). В случае $\xi < \delta p$ в системе происходит квантовый скачок состояния поля и оно переходит в состояние

$$|\psi(t + \delta t)\rangle \sim a^2 |\psi(t)\rangle. \quad (6)$$

Новое состояние системы нормализуется. В случае $\xi > \delta p$ система раз-

вивается непрерывным образом:

$$|\psi(t + \delta t)\rangle = |\psi(t)\rangle + (i\hbar)^{-1} H_{\text{eff}} \delta t |\psi(t)\rangle, \quad (7)$$

где

$$H_{\text{eff}} = H_p - i\hbar \frac{\gamma}{2} a^{\dagger 2} a^2 \quad (8)$$

есть неэрмитовый гамильтониан непрерывной эволюции системы. После каждого шага непрерывной эволюции новое состояние системы нормализуется.

Матрица плотности поля вычисляется как математическое ожидание матриц траектории системы:

$$\rho(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N} \sum_{(m)=1}^N \left| \psi(t)^{(m)} \right\rangle \left\langle \psi(t)^{(m)} \right| \right). \quad (9)$$

2. Квантовая динамика системы

Все вычисления настоящего параграфа проведены для значений параметров системы $\varepsilon/\gamma = 5$.

На рис.1 представлена функция Вигнера состояния поля одной случайной квантовой траектории оптической системы в области больших времен взаимодействия ($\gamma t = 10$) в случае эволюции из начального вакуумного состояния поля. Осцилляции функции Вигнера между двумя когерентными компонентами состояния показывают наличие интерференции между когерентными компонентами состояния поля. Поле находится в четном суперпозиционном состоянии [1]

$$|\alpha_0\rangle_e = \sqrt{N_e} (|\alpha_0\rangle + |-\alpha_0\rangle), \quad (10)$$

где N_e – нормировка состояния:

$$N_e^{-1} = 2(1 + \exp(-2|\alpha_0|^2)), \quad (11)$$

а $|\alpha_0\rangle, |-\alpha_0\rangle$ – когерентные состояния поля [6]:

$$|\alpha_0\rangle = \exp(-|\alpha_0|^2/2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha_0^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle. \quad (12)$$

Здесь $\alpha_0 = \sqrt{-\varepsilon/\gamma} = i\sqrt{5}$ [1].

В случае развития системы из начального вакуумного состояния поля в области больших времен эволюции во всех траекториях поле переходит в одно и то же четное суперпозиционное стационарное состояние. Стационарное состояние поля в траекториях оптической системы сильно зависит от амплитуды α начального когерентного состояния $|\alpha\rangle$. Во всех траекториях, независимо от начального состояния в области больших времен взаимодействия, поле локализуется только в когерентных компонентах $|\pm\alpha_0\rangle$ суперпозиционного состояния (10). В случае эквидистантности амплитуды на-

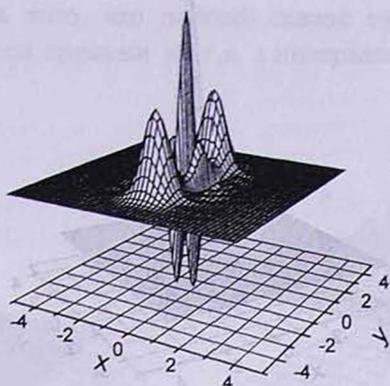


Рис.1. Функция Вигнера состояния поля одной квантовой траектории оптической системы в области больших времен взаимодействия ($\gamma t = 10$) в случае эволюции из начального вакуумного состояния поля. $\varepsilon / \gamma = 5$.

начального когерентного состояния α от амплитуд $\pm\alpha_0$ суперпозиционного состояния (10) ($|\alpha - \alpha_0\rangle = |\alpha + \alpha_0\rangle$) в области больших времен развития поле локализуется в двухкомпонентном состоянии с одинаковой вероятностью обнаружения системы в каждой компоненте состояния. На рис.2 представлена функция Вигнера стационарного состояния поля одной случайной квантовой траектории оптической системы в случае эволюции из начального когерентного состояния $|\alpha\rangle$ ($\alpha = 2$). Поле с одинаковой вероятностью можно обнаружить в каждой компоненте состояния. В этом случае ансамбль траекторий системы не состоит из одного типа элементов. В разных траекториях системы интерференция между когерентными компонентами состояния поля может быть разной, что приводит к уменьшению квантовой когерентности системы. В рассмотренном случае $\alpha_0 = i|\alpha_0|$ условие эквидистантности удовлетворяется только, если $\text{Im}\alpha = 0$ и при произвольном значении $\text{Re}\alpha$, т.е. для любой точки действительной оси α .

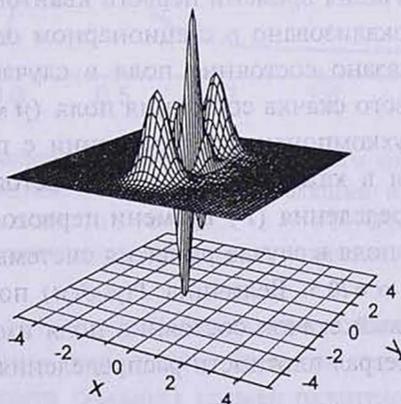


Рис.2. Функция Вигнера состояния поля одной квантовой траектории оптической системы в области больших времен взаимодействия ($\gamma t = 10$) в случае эволюции из начального когерентного состояния поля $|\alpha\rangle$, $\alpha = 2$. $\varepsilon / \gamma = 5$.

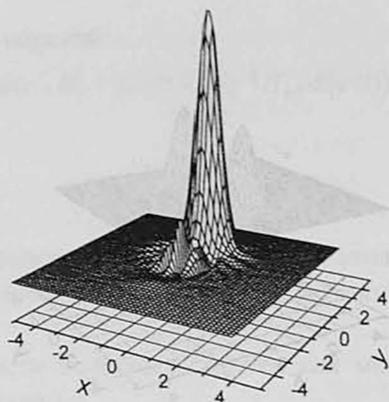


Рис.3. Функция Вигнера состояния поля одной квантовой траектории оптической системы в области больших времен взаимодействия ($\gamma t = 10$) в случае эволюции из начального когерентного состояния поля $|\alpha\rangle$, $\alpha = i2$, $\varepsilon/\gamma = 5$.

В случае близости амплитуды начального когерентного состояния поля к одной из амплитуд $\pm\alpha_0$ суперпозиционного состояния (10) в квантовых траекториях поле локализуется в однокомпонентном состоянии. На рис.3 представлена функция Вигнера стационарного состояния поля одной случайной квантовой траектории оптической системы в случае развития системы из начального когерентного состояния $|\alpha\rangle$ ($\alpha = i2$). Поле локализовано в однокомпонентном состоянии с амплитудой состояния $\alpha_0 = i\sqrt{5}$.

На рис.4а,б представлены функции Вигнера стационарного состояния поля ($\gamma t = 10$) двух квантовых траекторий оптической системы в случае развития из начального когерентного состояния поля $|\alpha\rangle$, $\alpha = i0.5$. В этом случае стационарное состояние системы сильно зависит от времени первого двухфотонного квантового скачка состояния поля. Рис.4а представляет состояние поля в случае малого значения времени первого квантового скачка состояния поля ($\gamma t \approx 0.141$). Поле локализовано в стационарном однокомпонентном состоянии. На рис.4б показано состояние поля в случае большого значения времени первого квантового скачка состояния поля ($\gamma t \approx 0.746$). В этом случае поле локализовано в двухкомпонентном состоянии с почти одинаковой вероятностью обнаружения в каждой компоненте состояния. На рис.5 представлена плотность распределения (P) времени первого двухфотонного квантового скачка состояния поля в случае развития системы из начального когерентного состояния $|\alpha\rangle$, $\alpha = i0.5$. Величина $P(\gamma t)\delta(\gamma t)$ показывает вероятность того, что первый квантовый скачок состояния поля имел место в интервале времени $(\gamma t, \gamma(t + \delta t))$. Интеграл плотности распределения

$$F(\gamma t) = \int_0^{\gamma t} P(x) d(\gamma x) \quad (13)$$

показывает вероятность того, что первый скачок состояния системы имел место до данного момента времени λt , т.е. в интервале времени $(0, \lambda t)$.

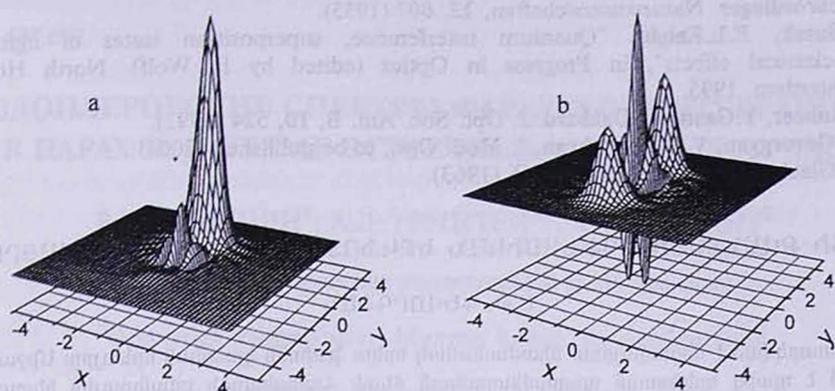


Рис.4. Функции Вигнера состояния поля двух квантовых траекторий оптической системы в области больших времен взаимодействия в случае эволюции из начального когерентного состояния поля $|\alpha\rangle$, $\alpha = i0.5$. На рис.4а представлено состояние поля в случае малого значения времени первого квантового скачка состояния поля ($\lambda t \approx 0.141$), а на рис.4б – в случае большого значения времени первого квантового скачка состояния поля ($\lambda t \approx 0.746$).

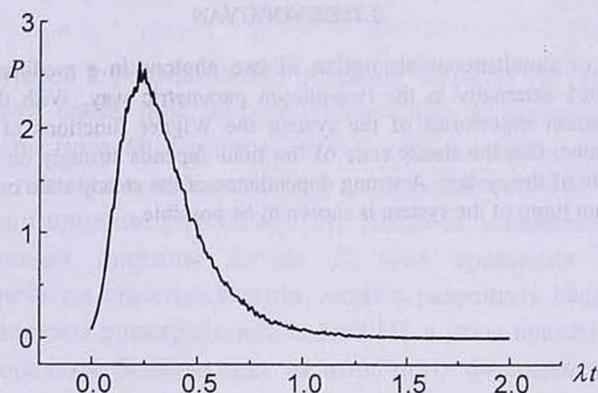


Рис.5. Плотность распределения времени первого двухфотонного квантового скачка состояния поля в случае эволюции из начального когерентного состояния поля $|\alpha\rangle$, $\alpha = i0.5$, $\varepsilon/\gamma = 5$. Функция вычислена с помощью 100 000 независимых траекторий оптической системы.

В случае, когда время образования квантового скачка в траекториях системы меньше наиболее вероятного времени первого скачка состояния поля (см. рис.5), в области больших времен развития поле локализуется в однокомпонентном стационарном состоянии (рис.4а). В противном случае поле локализуется в двухкомпонентном стационарном состоянии (рис.4б).



ЛИТЕРАТУРА

1. L.Gilles, B.M.Garraway, P.L.Knight. Phys. Rev. A, **49**, 2785 (1994).
2. E.Schroedinger. Naturwissenschaften, **23**, 807 (1935).
3. V.Buzek, P.L.Knight. "Quantum interference, superposition states of light and nonclassical effects", in Progress in Optics (edited by E. Wolf). North Holland, Amsterdam, 1995.
4. K.Molmer, Y.Gastin, J.Dalibard. J. Opt. Soc. Am. B, **10**, 524 (1992).
5. S.T.Gevorgyan, V.O.Chaltykyan. J. Mod. Opt., to be published (2004).
6. R.J.Glauber. Phys. Rev., **131**, 2766 (1963).

ԴԱՇՏԻ ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ԴԻՆԱՄԻԿԱՆ ԵՐԿՖՈՏՈՆ ԿԼԱՆՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ս.Թ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Դիտարկված է միջավայրում միաժամանակ երկու ֆոտոնի կլանման երևույթը: Միջավայրը գոգովում է դրսից երկֆոտոն պարամետրական ձևով: Համակարգի քվանտային հետազոտերի թվային մոդելավորման օգնությամբ հաշվարկված են դաշտի վիճակի Վիգների ֆունկցիաները: Ցույց է տրված, որ դաշտի ստացիոնար վիճակը ուժեղ կախված է համակարգի սկզբնական կոհերենտ վիճակի ամպլիտուդից: Ցույց է տրված նաև, որ հնարավոր է համակարգի ստացիոնար վիճակի ուժեղ կախվածությունը դաշտի առաջին երկֆոտոնային քվանտային թռիչքի ժամանակից:

QUANTUM DYNAMICS OF THE FIELD IN TWO-PHOTON ABSORBING MEDIUM

S.T. GEVORGYAN

The process of simultaneous absorption of two photons in a medium is considered. The medium is perturbed externally in the two-photon parametric way. With the use of numerical simulation of quantum trajectories of the system the Wigner functions of the field states are calculated. It is shown that the steady state of the field depends strongly on the amplitude of the initial coherent state of the system. A strong dependence of the steady state on the time of the first two-photon quantum jump of the system is shown to be possible.

УДК 537.632

БЕЗДОПЛЕРОВСКИЕ СПЕКТРЫ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В ПАРАХ Rb В СХЕМЕ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Р.Х. ДРАМПЯН¹, А.Д. ГРИНТРИ^{2,3}, А.В. ДАРРАНТ²

¹Институт физических исследований НАН Армении

²Открытый Университет, Милтон Кейнс, Великобритания

³Университет Нового Южного Уэльса, Сидней, Австралия

(Поступила в редакцию 29 сентября 2004 г.)

Исследован нелинейный эффект Фарадея в парах рубидия в схеме встречных световых пучков. Фарадеевское вращение впервые наблюдалось для каждого сверхтонкого и кроссовер резонанса. Предложенная схема является магнито-оптическим аналогом спектроскопии насыщения поглощения со встречными световыми пучками.

1. Введение

Новый интерес к резонансному эффекту Фарадея [1] (вращению плоскости поляризации света при прохождении через атомарную среду в продольном магнитном поле H) возник в связи с обнаружением таких эффектов, как когерентное пленение населенности, электромагнитно-индуцированные прозрачность и поглощение (см. обзор [2]). Когда зеemanовское расщепление меньше резонансной ширины линии Γ , угол вращения $\Phi \sim H/\Gamma$ [3]. Используя нелинейную спектроскопию, можно разрешать весьма узкие (суб-доплеровские) ширины спектральных линий [4], а углы вращения могут быть на несколько порядков больше для нелинейного фарадеевского вращения (НФВ) [3]. Основными физическими процессами, ответственными за НФВ, являются оптически индуцированная когерентность между зеemanовскими компонентами атомных уровней [2] и формирование “провалов Беннета” [5] – “пиков” и “дырок” в распределении населенности атомных уровней по скоростям атомов из-за оптической накачки. Когерентные эффекты в НФВ являлись предметом интенсивных исследований (см. [3,6-12] и приведенные в них ссылки). Имеется, однако, ограниченное количество исследований нелинейного эффекта Фарадея, определяемого структурой Беннета [13,14]. Эффект Зеемана в поляризационной спектроскопии, введенной в [15], был изучен в [16] для D_1 линии Na в магнитном поле 50 Гс при интенсивности накачки, большей интенсивности насыщения: вращение плоскости поляри-

зации прошедшего пучка было вызвано частично фарадеевским вращением, частично дихроизмом, обусловленным циркулярно поляризованной волной накачки.

Целью настоящей работы являлось исследование НФВ в схеме бездоплеровской спектроскопии со встречными световыми пучками, для значений магнитного поля, при которых зеемановское расщепление $\Delta\omega_z = g\mu H/h - \Gamma$ (g – фактор Ланде, μ – магнетон Бора, h – постоянная Планка) и $\Phi \sim \Phi_{\max}$. Эксперимент осуществлен в парах рубидия как для линейной ортогональной, так и σ^\pm циркулярных поляризаций пучка накачки. Случай σ^\pm циркулярной поляризации обратного пучка накачки соответствует поляризационной спектроскопии во внешнем магнитном поле. Однако в нашем эксперименте мощность пучка накачки была достаточно низкой и сигнал наведенного излучением накачки циркулярного двулучепреломления был существенно меньше, чем сигнал фарадеевского вращения. Это позволило впервые наблюдать и исследовать чистое фарадеевское вращение для каждого бездоплеровского сверхтонкого и кроссовер резонанса. Идея эксперимента, а также результаты эксперимента для бегущей волны и некоторые результаты для встречных пучков были сообщены в [17].

2. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка показана на рис.1. Непрерывный диодный лазер с внешним резонатором с длиной волны $\lambda \sim 780$ нм и шириной линии < 1 МГц сканировался вблизи переходов $S_{1/2} - P_{3/2}$, $F_g = 2 - F_e = 1, 2, 3$ ^{87}Rb . Доплеровская ширина этого перехода при комнатной температуре составляет 530 МГц, естественная ширина перехода $\Gamma \approx 6$ МГц и зеемановское расщепление основного состояния 0.71 МГц/Гс.

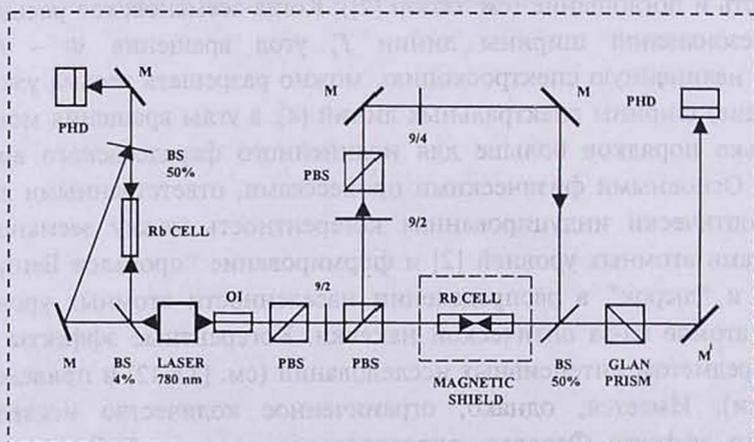


Рис.1. Экспериментальная установка. LASER 780 нм – диодный лазер, OI – оптический изолятор, BS – расщепитель пучка, PBS – поляризационный расщепитель пучка, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ – полуволновая и четвертьволновая пластинки, Rb – кювета с рубидием, PHD – фотодиод, M – зеркало.

Отпаянная кювета с сапфировыми окнами (не имеющими двойного лучепреломления) длиной 6 см, содержащая пары рубидия, помещалась между скрещенными поляризаторами. Кювета помещалась в центре трех пар взаимно-ортогональных катушек Гельмгольца, которые использовались как для подавления лабораторных магнитных полей с точностью < 0.1 Гс, так и для приложения продольного магнитного поля $0 - 10$ Гс. Относительные мощности прямого и обратного пучков (в области $20 - 150$ мкВт) и поляризация обратной волны изменялись в ходе эксперимента. Диаметр пучка составлял 1 мм. Часть пучка использовалась для наблюдения спектров насыщения поглощения в стеклянной кювете с Rb длиной 8 см. Прямой пучок, прошедший через скрещенные поляризаторы (сигнал фарадеевского вращения), и спектры сравнения насыщения поглощения детектировались с помощью фотодиодов и осциллографа. Измерения проводились при комнатной температуре $23 - 24^\circ\text{C}$, при которой плотность атомов рубидия $\sim 10^{10}$ см $^{-3}$.

3. Спектры НФВ со встречными световыми пучками

1) *Линейная поляризация обратного пучка накачки.* Спектры НФВ для линейной поляризации излучения накачки, ортогональной линейной поляризации пробного пучка, при $H = 6$ Гс и мощностях пробного и накачивающего пучков 148 и 30 мкВт, соответственно показаны на рис.2. Свободный

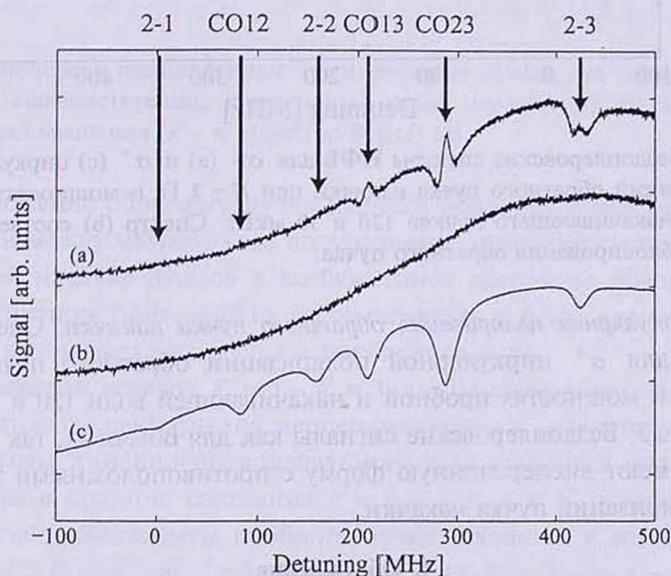


Рис.2. Свободный от доплеровского уширения спектр НФВ (а) для линейной-ортогональной поляризации обратного пучка при $H = 2$ Гс и мощностях пробного и накачивающего пучков 148 и 30 мкВт. Спектр (b) соответствует случаю, когда обратный пучок блокирован. (с) – реперный спектр насыщения поглощения. Нулевая частота соответствует переходу $F_g=2 - F_e=1$.

от доплеровского уширения сигнал НФВ появляется на доплеровски уширенном фоновом сигнале. Для перехода $F_g=2 - F_e=3$ наблюдался сигнал формы W с провалом в центре линии. Для кроссовер резонансов $F_g=2 - F_e=2,3$ (CO23) и $F_g=2 - F_e=1,3$ (CO13) сигналы имеют дисперсионную форму. Когда обратная волна блокировалась, бездоплеровский сигнал вращения отсутствовал на доплеровски уширенном фоновом сигнале.

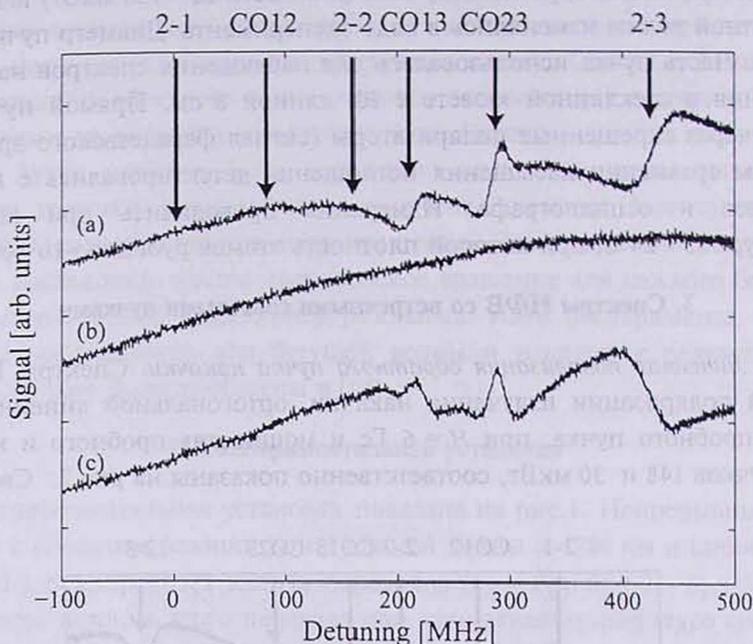


Рис.3. Бездоплеровские спектры НФВ для σ^- (a) и σ^+ (c) циркулярных поляризаций обратного пучка накачки при $H = 2$ Гс и мощностях пробного и накачивающего пучков 120 и 30 мкВт. Спектр (b) соответствует случаю блокирования обратного пучка.

2) *Циркулярная поляризация обратного пучка накачки.* Спектры НФВ, полученные для σ^\pm циркулярной поляризации обратного пучка накачки, при $H = 2$ Гс и мощностях пробной и накачивающей волн 120 и 30 мкВт показаны на рис.3. Бездоплеровские сигналы как для обычных, так и кроссовер резонансов имеют дисперсионную форму с противоположными знаками для σ^+ и σ^- поляризаций пучка накачки.

4. Обсуждение

Сигнал фарадеевского вращения S определяется как $S \sim (n^- - n^+) l$, где n^- и n^+ – показатели преломления для левой и правой циркулярно поляризованных волн, l – длина среды. Рис.4 показывает зеемановски расщепленные уровни энергии для $F_g = 0 - F_e = 1$ перехода (a), соответствующие компоненты линии поглощения (b) и дисперсии (c), и кривую, описывающую фарадеев-

ское вращение ($n^- - n^+$) (фактор Верде). Показанный фактор Верде соответствует случаю, когда вероятности переходов для σ^+ и σ^- компонент света равны. Однако, если эти вероятности существенно отличаются, то ($n^- - n^+$) будет равен n^- или n^+ (в зависимости от того, вкладом какого из переходов можно пренебречь) и частотный профиль фактора Верде будет иметь простую дисперсионную форму.

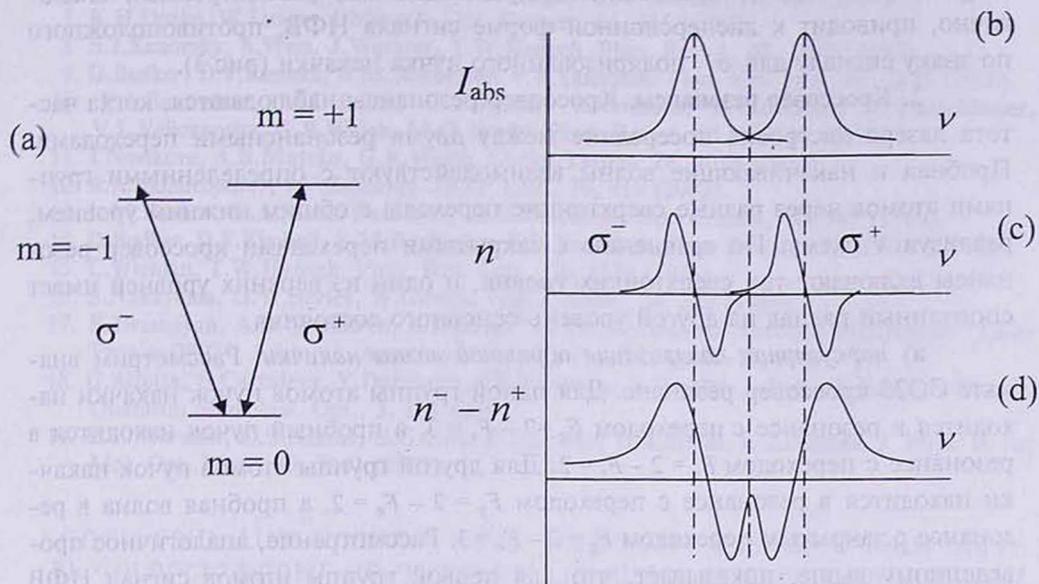


Рис.4. Зеемановски расщепленные энергетические уровни для перехода $F_g = 0 - F_e = 1$ (a), соответствующие компоненты линии поглощения (b) и дисперсии (c), и кривая вращения ($n^- - n^+$) (фактор Верде) (d).

Приложение обратного пучка накачки приводит к перераспределению населенности между магнитными подуровнями основного состояния, а также к оптической накачке атомов в возбужденное состояние. Физические процессы в магнитном поле удобно рассматривать с осью квантования z , направленной вдоль светового пучка и магнитного поля.

1. Закрытый переход $F_g = 2 - F_e = 3$. а) *Линейная поляризация пучка накачки.* Для атомов, движущихся перпендикулярно к лазерному пучку, σ^+ и σ^- компоненты линейно-поляризованного пучка накачки оптически накачивают атомы в крайние состояния с $m = \pm 2$, $F_g = 2$. С подуровней $m = \pm 2$, $F_g = 2$ σ^+ и σ^- компоненты пробного пучка находятся в резонансе с переходами $m = +2$, $F_g = 2 - m = +3$, $F_e = 3$ и $m = +2$, $F_g = 2 - m = +1$, $F_e = 3$, и с переходами $m = -2$, $F_g = 2 - m = -3$, $F_e = 3$ и $m = -2$, $F_g = 2 - m = -1$, $F_e = 3$ с относительными вероятностями 15 и 1, соответственно. Переходами с наименьшей вероятностью 1 можно пренебречь. Таким образом, сигнал НФВ определяется компонентами n^- и n^+ показателя преломления для сильных переходов $m = \pm 2$, $F_g = 2 - m = \pm 3$, $F_e = 3$ и должен иметь W-частотный профиль, аналогичный показанному на рис.4 для постоянной Верде.

б) *Циркулярная поляризация пучка накачки.* σ^+ поляризованный пучок накачки оптически накачивает атомы в крайнее состояние $m = +2$, $F_g = 2$. σ^+ и σ^- компоненты пробного пучка связывают переход $m = +2$, $F_g = 2 - m = +3$, $F_g = 3$ с вероятностью 15, и переход $m = +2$, $F_g = 2 - m = +1$, $F_g = 3$ с вероятностью 1, соответственно. Таким образом n_m^- намного меньше по сравнению с n_m^+ и сигнал должен иметь дисперсионную форму, определяемую $-n_m^+$. Случай σ^- поляризованного пучка накачки, рассмотренный аналогично, приводит к дисперсионной форме сигнала НФВ, противоположного по знаку сигналу для σ^+ поляризованного пучка накачки (рис.3).

2. Кроссовер резонансы. Кроссовер резонансы наблюдаются, когда частота лазера настроена посередине между двумя резонансными переходами. Пробная и накачивающие волны взаимодействуют с определенными группами атомов через разные сверхтонкие переходы с общим нижним уровнем, реализуя V схему. По сравнению с закрытыми переходами кроссовер резонансы включают три сверхтонких уровня, и один из верхних уровней имеет спонтанный распад на другой уровень основного состояния.

а) *циркулярная поляризация обратной волны накачки.* Рассмотрим вначале СО23 кроссовер резонанс. Для одной группы атомов пучок накачки находится в резонансе с переходом $F_g = 2 - F_e = 3$, а пробный пучок находится в резонансе с переходом $F_g = 2 - F_e = 2$. Для другой группы атомов пучок накачки находится в резонансе с переходом $F_g = 2 - F_e = 2$, а пробная волна в резонансе с закрытым переходом $F_g = 2 - F_e = 3$. Рассмотрение, аналогичное проведенному выше, показывает, что для первой группы атомов сигнал НФВ пропорционален $(n_m^-)^{\text{open}}$, а для другой группы атомов пропорционален $(-n_m^+)^{\text{closed}}$. Полный сигнал есть сумма сигналов $\{(n_m^-)^{\text{open}} + (-n_m^+)^{\text{closed}}\}$, соответствующих различным группам атомов. Однако нужно учесть, что открытый переход $F_g = 2 - F_e = 2$, связанный волной накачки, распадается на $F_g = 1$ со скоростью $\beta = \Gamma_{F_g=2-F_e=1} / \Gamma_{F_g=2-F_e=2} = 1$ (50% потери населенности) [18]. Таким образом, $(n_m^-)^{\text{open}} \ll (-n_m^+)^{\text{closed}}$, и сигнал НФВ определяется в основном вкладом $(-n_m^+)^{\text{closed}}$ и должен иметь дисперсионную форму. Случай σ^- поляризованного пучка накачки может быть рассмотрен аналогично. Сигнал НФВ опять должен иметь дисперсионную форму, однако со знаком, противоположным сигналу для случая σ^+ поляризованного пучка накачки (см. рис.3). Кроссовер резонанс СО13 проявляет похожие свойства.

б) *линейная поляризация обратного пучка накачки.* В противоположность случаю закрытого перехода, когда сигнал НФВ имеет форму W, форма сигнала для кроссовер резонансов имеет простую дисперсионную форму (рис.2). Это связано с доминирующей ролью когерентных процессов и их объяснение будет представлено в отдельной публикации. Полученные результаты могут быть применены для стабилизации частоты диодных лазеров [19].

Авторы выражают благодарность Д.Г.Саркисяну за предоставление сапфировой кюветы, использованной в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Macaluso, O.M. Corbino. *Nuovo Chimento*, **8**, 257 (1898).
2. J. P. Marangos. *J. Modern Optics*, **45**, 471 (1998).
3. D. Budker, D.J. Orlando, V. Yashchuk. *Am. J. Phys.*, **67**, 584 (1999).
4. V.S. Letokhov, V.P. Chebotayev. *Nonlinear Laser Spectroscopy*. Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag, Berlin, 1977.
5. W.R. Bennett. *Phys. Rev.*, **126**, 580 (1962).
6. W. Gawlik, J. Kowalski, R. Neumann, F. Trager. *Opt. Comm.*, **12**, 400 (1974).
7. K.H. Drake, W. Lange, J. Mlynek. *Opt. Comm.*, **66**, 315 (1988).
8. S.I. Kanorsky, A. Weis, J. Wurster, T.W. Hansch. *Phys. Rev. A*, **47**, 1220 (1993).
9. D. Budker, D.F. Kimball, S.M. Rochester, V.V. Yashchuk. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2088 (2000).
10. V.A. Sautenkov, M.D. Lukin, C.J. Bednar, I. Novikova, E. Mikhailov, M. Fleischhauer, V.L. Velichansky, G.R. Welch, M.O. Scully. *Phys. Rev. A*, **62**, 023810 (2000).
11. I. Novikova, A.B. Matsko, G.R. Welch. *Optics Letters*, **26**, 1016 (2001).
12. R.A. Akhmedjanov, I.V. Zelensky. *JETP Lett.*, **76**, 419 (2002).
13. L.M. Barkov, D.A. Melik-Pashayev, M.S. Zolotarev. *Opt. Comm.*, **70**, 467 (1989).
14. D. Budker, D.F. Kimball, S.M. Rochester, V.V. Yashchuk. *Phys. Rev. A*, **65**, 033401 (2002).
15. C. Wieman, T.W. Hansch. *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 1170 (1976).
16. S. Nakayama, G.W. Series, W. Gawlik. *Opt. Comm.*, **34**, 382 (1980).
17. R. Drampyan, A.D. Greentree, A. Durrant, in Proceedings of National Conference "Laser Physics 2002", Ashtarak, Armenia, "Gitutyun" publ., pp.16-19, 2003.
18. G. Alzetta, S. Cartaleva, Y. Dancheva, Ch. Andreeva, S. Gozzini, L. Botti, A. Rossi. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **3**, 181 (2001).
19. C.P. Pearman, C.S. Adams, S.G. Cox, P.F. Griffin, D.A. Smith, I.G. Hughes. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **35**, 5141 (2002).

ԴՈՊԼԵՐՅԱՆ ԼԱՅՆԱՑՈՒՄՅՑ ԱԶԱՏ ՖԱՐԱԴԵՅԻ ՊՏՈՒՅՏԻ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԸ
Rb գոլորժիներով չհսկող լույսի շարժման վերաբերյալ չհսկող լույսի շարժման

Ռ.Խ. ԴՐԱՄՅԱՆ, Ա.Դ. ԳՐԻՆՏՐԻ, Ա.Վ. ԴՐԱՐԱՆՏ

Հետազոտված է ոչ զժային Ֆարադեյի պտույտը Rb ատոմների գոլորշիներում հանդիպական լուսային փնջերի համակարգում: Առաջին անգամ ոչ զժային Ֆարադեյի պտույտը դիտարկված է յուրաքանչյուր զերնուրը և կրոսովեր ռեզոնանսի համար: Առաջարկված սխեման հանդիսանում է հանդիպական լուսային փնջերի միջոցով կլանման հազցման սպեկտրոսկոպիայի մագնիսաօպտիկական անալոգը:

DOPPLER-FREE SPECTRA OF THE NONLINEAR FARADAY ROTATION IN Rb VAPOR IN THE SCHEME OF COUNTER-PROPAGATING LIGHT BEAMS

R.KH. DRAMPYAN, A.D. GREENTREE, A.V. DURRANT

The nonlinear Faraday rotation in the scheme with counter-propagating light beams is investigated for Rb atoms. The nonlinear Faraday rotation is observed for the first time for each hyperfine and crossover resonances. The proposed scheme is a magneto-optical analog of saturation absorption spectroscopy with counter-propagating light beams.

УДК 621.315

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ДВУМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ ИЗ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

М.Г. БАРСЕГЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 февраля 2004 г.)

Исследовано электропоглощение монохроматической световой волны двумерной прямоугольной сверхрешеткой из сферических квантовых точек. Получено выражение для коэффициента поглощения, зависящее от напряженности электростатического поля и параметров рассматриваемой системы. Проведены численные оценки для сверхрешетки из квантовых точек GaAs-Ga_{0,7}Al_{0,3}As.

1. Введение

Оптические исследования позволяют получить прямую информацию об энергетической структуре сверхрешеток (СР) и о различных характеристиках квазичастиц в них [1]. Уникальные свойства полупроводниковых СР особенно ярко проявляются во внешних полях [2-5]. Так, в электрическом поле, направленном вдоль оси выращивания СР, электроны совершают блоховские осцилляции с частотой $\Omega_B = eFa/\hbar$ и с амплитудой $\lambda \sim \Delta/eF$ (F – напряженность поля, a – период структуры, Δ – ширина минизоны), что приводит к возникновению штарковских уровней [6]. Для характерных значений $a \sim 10^{-6}$ см, $\Delta \sim 0.1$ эВ и в полях $F \sim 10^4$ В/см размер области локализации $\Delta \sim a$. Непосредственно связанное с такой локализацией штарковское квантование экспериментально наблюдалось именно в оптическом поглощении [3,7,8].

В сверхрешетках из квантовых ям (СРКЯ), при любом значении электрического поля остается сильное фононное рассеяние, приводящее к быстрому затуханию блоховских осцилляций. Согласно [9], в сверхрешетках из квантовых точек (СРКТ), в отличие от СРКЯ, есть возможность существенного подавления фононного рассеяния электронов путем изменения величины и направления электрического поля. С этой точки зрения исследования кинетических и оптических свойств квантовых точек, образующих идеальную сверхрешетку из квантовых точек любой симметрии и размерности, весьма перспективны и могут найти различные практические применения.

В данной работе исследовано междузонное поглощение монохроматической световой волны двумерной прямоугольной сверхрешеткой из сфери-

ческих квантовых точек в постоянном электрическом поле.

2. Расчет коэффициента поглощения

Для расчета коэффициента поглощения воспользуемся выражением

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{nc\omega m_0^2 V_0} \sum_{(i,f)} |\mathbf{E} \mathbf{P}_{if}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) [f(E_i) - f(E_f)], \quad (1)$$

где ω – частота, а \mathbf{e} – вектор поляризации световой волны, m_0 – показатель преломления среды, m_0 – масса свободного электрона, V_0 – нормировочный объем образца, суммирование ведется по всем начальным (i) и конечным (f) состояниям, $f(E)$ – функция распределения Ферми–Дирака. Для междузонных переходов входящий в (1) матричный элемент оператора импульса $\mathbf{P}_{if} = \mathbf{M}_{cv} Q_{if}$, где $\mathbf{M}_{cv} = \langle u_c | \hat{\mathbf{P}} | u_v \rangle$, u_c и u_v – блоховские амплитуды в центре зоны Бриллюэна, $Q_{if} = \langle \psi_f | \psi_i \rangle$ – интеграл перекрытия, ψ_f и ψ_i – огибающие волновых функций конечного и начального состояний.

Если внешнее электрическое поле направлено вдоль одной из главных осей СР, то в приближении сильной связи огибающие волновых функций имеют вид [9]

$$\psi_f(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\perp}}} \sum_{n_{\parallel} n_{\perp}} e^{ik_{\perp} n_{\perp}} J_{n_{\parallel} - N_f} \left(\frac{\Delta_{\parallel}^c}{2\hbar\Omega} \right) \varphi_e(\mathbf{r} - n_{\perp} \mathbf{a}_{\perp} - n_{\parallel} \mathbf{a}_{\parallel}), \quad (2)$$

$$\psi_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\perp}}} \sum_{n'_{\parallel} n'_{\perp}} e^{ik'_{\perp} n'_{\perp}} J_{n'_{\parallel} - N_f} \left(-\frac{\Delta_{\parallel}^v}{2\hbar\Omega} \right) \varphi_h(\mathbf{r} - n'_{\perp} \mathbf{a}_{\perp} - n'_{\parallel} \mathbf{a}_{\parallel}), \quad (3)$$

где индекс \parallel (\perp) соответствует направлению (перпендикулярно направлению) электрического поля \mathbf{F} , $\varphi_e(\mathbf{r} - \rho)$ ($\varphi_h(\mathbf{r} - \rho')$) – функция Ванье основной (дырочной) минизоны, центрированной в узлах СРКТ с координатами $\rho = n_{\parallel} \mathbf{a}_{\parallel} + n_{\perp} \mathbf{a}_{\perp}$ ($\rho' = n'_{\parallel} \mathbf{a}_{\parallel} + n'_{\perp} \mathbf{a}_{\perp}$), $\mathbf{a}_{\parallel}, \mathbf{a}_{\perp}$ – периоды СР, $k(k')$ – волновое число электрона (дырки) в перпендикулярной к направлению поля цепочке КТ в 2D СРКТ, $\Omega = eF a_{\parallel} / \hbar$ – штарковская частота, $\Delta_{\perp}^c, \Delta_{\parallel}^c$ ($\Delta_{\perp}^v, \Delta_{\parallel}^v$) – ширины первой минизоны проводимости (валентной минизоны), $N_{\perp} (N_{\parallel})$ – число элементарных ячеек 2D СРКТ в поперечном (продольном) направлении, $J_n(x)$ – функция Бесселя первого рода, $N_i, N_f = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – квантовые числа.

Для энергий начального и конечного состояний имеем [9]:

$$E_i = -\varepsilon_h - \frac{\Delta_{\perp}^v}{2} \cos k a_{\perp} - N_i \hbar \Omega, \quad E_f = \varepsilon_g + \varepsilon_e + \frac{\Delta_{\perp}^c}{2} \cos k a_{\perp} - N_f \hbar \Omega, \quad (4)$$

где ε_g – ширина запрещенной зоны квантовой точки. В условиях достаточно низких температур системы, из (1)–(4) для коэффициента поглощения получим:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{1+\gamma\varepsilon} \sum_n J_n^2 \left(\frac{1}{2\eta_{\perp}} \right) \frac{\theta \left[\frac{1}{4} - (\varepsilon + m\eta_{\perp})^2 \right]}{\sqrt{\frac{1}{4} - (\varepsilon + m\eta_{\perp})^2}} \equiv \sum_n \alpha_n(\omega), \quad (5)$$

где

$$\alpha_0 = \frac{8\pi e^2 M_{cv}^2 Q_{eh}^2 \hbar}{ncm_0^2 E_g^{QW} a_{\perp} a_{\parallel} d (\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v)}, \quad \varepsilon = \frac{\hbar\omega - E_g^{QW}}{\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v}, \quad (6)$$

d – толщина 2D слоя СРКТ, $E_g^{QW} = \varepsilon_g + \varepsilon_e + \varepsilon_h$ – энергетическое расстояние между центрами электронной и дырочной минизон, $\theta(x)$ – единичная ступенчатая функция, $\alpha_m(\omega)$ – парциальные коэффициенты поглощения,

$$\eta_{\parallel} = \frac{\hbar\Omega}{\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v}, \quad \eta_{\perp} = \frac{\hbar\Omega}{\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v}, \quad \gamma = \frac{\Delta_{\perp}^c + \Delta_{\perp}^v}{E_g^{QW}}. \quad (7)$$

В рассматриваемом приближении сильной связи, ввиду слабого перекрытия функций Ванье, относящихся к различным узлам СРКТ, в интеграле перекрытия Q_{eh} их можно заменить волновыми функциями в изолированной сферической квантовой точке.

Как следует из (5), коэффициент поглощения отражает поведение одномерной комбинированной плотности состояний [1]. При $F \rightarrow 0$ из (5) следует выражение для коэффициента поглощения 2D решетки [10].

Парциальные коэффициенты поглощения $\alpha_m(\omega)$ имеют ступенчатое поведение, при этом для данного значения величины электрического поля, порог включения переходов определяется параметром η_{\perp} , а амплитуда $\alpha_m(\omega)$ – длиной локализации электрона ($\lambda_c = \Delta_{\parallel}^c / 2\hbar\Omega$) и дырки ($\lambda_h = \Delta_{\parallel}^v / 2\hbar\Omega$) в направлении поля.

Оценим величину коэффициента поглощения для 2D прямоугольной сверхрешетки из сферических квантовых точек GaAs–Ga_{0.7}Al_{0.3}As с $R=0.5a_B=52\text{Å}$, используя следующие значения для параметров системы: $\Delta_{\perp}^c = 34\text{ мэВ}$, $\Delta_{\perp}^v = 0.48\text{ мэВ}$, $\lambda_{\parallel}^c = 92.6\text{ мэВ}$, $\lambda_{\parallel}^v = 1.3\text{ мэВ}$, $a_{\perp} = 2a_B$, $a_{\parallel} = 1.5a_B$, $\eta_{\perp} = 0.5$ и $\eta_{\parallel} = 0.18$ (при $F \cong 6.66\text{ кВ/см}$). Значения $\varepsilon_e = 67.9\text{ мэВ}$, $\varepsilon_h = 14.7\text{ мэВ}$ и $Q_{eh}^2 = 0.95$ найдены из решения уравнения Шредингера для сферической квантовой ямы с радиусом $R=52\text{Å}$ и высотой барьера $V_0=224.6\text{ мэВ}$ (при $x=0.3$) [11]. Подстановка приведенных численных значений параметров системы в (6) дает $\alpha_0 = 360\text{ см}^{-1}$.

При $\eta_{\perp} = 0.5$ максимумы $\alpha(\varepsilon)$ соответствуют значениям $m = 0$ ($\varepsilon = 1/2$), $m = -1$ ($\varepsilon = 1$), $m = -2$ ($\varepsilon = 3/2$) и т.д., при этом с ростом $|m|$ доля m -го парциального коэффициента уменьшается (при переходе от ε к $-\varepsilon$ следует перейти от m к $-m$).

В сильных полях, когда $\hbar\Omega > \Delta_{\parallel}^c + \Delta_{\parallel}^v$, поглощение в основном обусловлено переходами с $m = 0$, со слабыми “крыльями”, соответствующими значениям $m = \pm 1$.

При вычислениях, связанных с трактовкой конкретных экспериментов, имеющиеся в действительности различные источники уширения уровней энергии (рассеяние носителей, температурная размазка и т.д.) можно учесть переходом в выражении для коэффициента поглощения (1) от дельта-функции к лоренциану.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения "Полупроводниковая наноэлектроника".

ЛИТЕРАТУРА

1. P.K.Basu. Theory of optical processes in semiconductors. Clarendon Press, Oxford, 1997.
2. J.Bleuse, G.Bastard, P.Voisin. Phys. Rev. Lett., **60**, 220 (1988).
3. M.Pacheco, Z.Barticevic, F.Claro. Phys. Rev. B, **46**, 15200 (1992).
4. Z.Barticevic, M.Pacheco, F.Claro. Phys. Rev. B, **51**, 14414 (1995).
5. M.Pacheco, Z. Barticevic. Phys. Rev. B, **64**, 033406-1 (2001).
6. K.Leo. Semicond. Sci. Technol., **13**, 249 (1998).
7. E.E.Mendez. Localization and Confinement of Electrons in Semiconductors. Springer Series in Solid State Sciences, **97**, 227 (1990).
8. M.Digman, I.E.Sipe. Phys. Rev. B, **44**, 13124 (1991).
9. И.А.Дмитриев, Р.А.Сурис. ФТП, **36**, 1449 (2002).
10. M.Cardona. In: Problems in solid state physics (ed. H.J.Goldsmid). Pion Ltd, Academic Press, London-New York, 1968, p.425.
11. S.Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).

ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԹՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐԻ ԵՐԿՉԱՓ ԳԵՐՅԱՆՑՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Մ.Գ. ԲԱՐՍԵԴՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է մեներանգ լուսային ալիքի էլեկտրականումը գնդային քվանտային կետերի երկչափ ուղղանկյուն զերցանցում: Ստացված է կլամման գործակցի արտահայտություն, կախված էլեկտրական դաշտի լարվածությունից և դիտարկվող համակարգի բնութագրերից: Կատարված են թվային գնահատումներ $\text{GaAs-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ -ից պատրաստված քվանտային կետերի զերցանցի համար:

LIGHT ABSORPTION OF TWO-DIMENSIONAL QUANTUM-DOT-SUPERLATTICE IN ELECTRIC FIELD

M.G. BARSEGHYAN, A.A. KIRAKOSYAN

The electroabsorption of a monochromatic light wave in a two-dimensional rectangular superlattice of spherical quantum dots is investigated. An expression for the absorption coefficient is derived depending on the electric field intensity and the characteristics of the considered system. The estimations for a $\text{GaAs-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ quantum dot superlattice are carried out.

УДК.621.315

СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦЫ С ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ПОЛОЖЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССОЙ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

А.Х. МАНАСЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 августа 2004 г.)

Исследовано влияние координатной зависимости эффективной массы носителя заряда на уровни энергии и волновые функции основного и нескольких возбужденных состояний в параболической квантовой яме. Показано, что учет этой зависимости приводит к понижению уровней энергии и "выталкиванию" волновых функций из центральной области квантовой ямы. Численные расчеты проведены для системы $Ga_{0.7}Al_{0.3}As/Ga_{1-x}Al_xAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ ($0 \leq x \leq 0.3$).

1. Введение

Низкоразмерные электронные системы, в которых реализуется квантовый режим поведения носителей заряда (НЗ), весьма чувствительны к изменениям их размеров, геометрической формы и состава [1]. Для понимания происходящих в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах физических процессов и для конкретных расчетов характеристик таких систем необходимо адекватное описание электронных состояний в них, что весьма важно как с точки зрения прикладных применений низкоразмерных полупроводниковых систем, так и фундаментальной науки.

В работах [2-6] рассмотрены одномерные системы с зависящей от координаты эффективной массой НЗ. Так, в [2] исследованы граничные условия для волновой функции в таких системах, в [3,4] рассмотрены точно решаемые задачи, когда эффективная масса электрона и ограничивающий квантовую яму (КЯ) потенциал меняются по закону гиперболического тангенса. В работах [7-9] изложен метод суперсимметрии в квантовой механике для частиц с зависящей от координаты эффективной массой, с помощью которого для заданной зависимости массы можно найти виды потенциалов, для которых уравнение Шредингера имеет точные решения. Однако эти потенциалы не всегда имеют реальный физический смысл.

В настоящее время наиболее распространены модели КЯ с прямоугольным и параболическим ограничивающим потенциалами [10]. Последний можно осуществить методом плавного изменения концентрации сплава

в гетероструктуре [11]. В модели прямоугольной КЯ электрону приписывается постоянная эффективная масса, однако в случае параболической ямы такой подход эквивалентен пренебрежению зависимостью эффективной массы от положения, что а priori не очевидно и не обосновано.

В данной работе рассмотрены электронные состояния НЗ в полупроводниковой КЯ, где концентрация сплава и, следовательно, эффективная масса и ограничивающий потенциал меняются по квадратичному закону. С помощью приближенного метода получены энергетические уровни и волновые функции электрона для основного и нескольких возбужденных состояний.

2. Электронные состояния в КЯ

Рассмотрим КЯ из $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, где концентрация сплава x зависит от координаты z по закону $\varphi(z)$. Тогда эффективная масса электрона и потенциальная энергия могут быть представлены в виде

$$m(z) = m_1 [1 + f(z)] \quad \text{и} \quad V(z) = A\varphi(z), \quad (1)$$

где $m_1 = 0.067m_0$ – эффективная масса электрона в GaAs, $f(z) = 83x/67 = 83\varphi(z)/67$, A – постоянный коэффициент. Уравнение Шредингера для электрона в КЯ имеет вид

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} - \frac{1}{1+f(z)} \frac{df}{dz} \frac{d\psi}{dz} + [1+f(z)] [k_w^2 - \lambda^2\varphi(z)] \psi = 0, \quad (2)$$

где $k_w^2 = 2m_1E/\hbar^2$, $\lambda^2 = 2m_1A/\hbar^2$. Решение уравнения (2) будем искать в виде

$$\psi(z) = [1+f(z)]^{1/2} U(z), \quad (3)$$

где $U(z)$ – новая функция, удовлетворяющая уравнению

$$\frac{d^2U}{dz^2} + \left[\frac{1}{2(1+f)} \frac{d^2f}{dz^2} - \frac{3}{4(1+f)^2} \left(\frac{df}{dz} \right)^2 + (1+f)(k_w^2 - \lambda^2\varphi) \right] U = 0. \quad (4)$$

Предположим теперь, что концентрация $x(z)$ в яме меняется от 0 до x_{\max} по квадратичному закону, т.е.

$$x(z) = \begin{cases} 4x_{\max}z^2/a^2, & |z| \leq a/2, \\ x_{\max}, & |z| > a/2, \end{cases} \quad (5)$$

где a – ширина КЯ. Тогда $f(z) = \alpha z^2$, где $\alpha = (83/67)(4x_{\max}/a^2)$ и в области ямы уравнение (4) приводится к виду

$$\frac{d^2U}{dz^2} + \frac{\alpha(1-2\alpha z^2)}{(1+\alpha z^2)^2} U + (1+\alpha z^2)(k_w^2 - \lambda^2 z^2) U = 0, \quad (6)$$

где $\lambda^2 = 8m_1V_0/\hbar^2 a^2$, $V_0 = 1.247Q_e x_{\max}$ эВ – высота барьера потенциальной энер-

гии, $Q_e = 0.6$ – доля разрыва потенциальной энергии, приходящаяся на зону проводимости, m_2 – эффективная масса электрона вне ямы. Уравнение (6) не решается аналитически, однако для небольших $x_{\max} \leq 0.3$ в нем можно с достаточной хорошей точностью пренебречь членами порядка $(\alpha z)^2$ и выше. В результате вместо уравнения (6) получим уравнение

$$\frac{d^2 U}{dz^2} + (A^2 - B^2 z^2) U = 0, \quad (7)$$

совпадающее с уравнением для гармонического осциллятора [12] с параметрами $A^2 = k_w^2 + \alpha$ и $B^2 = \lambda^2 - k_w^2 \alpha + 4\alpha^2$. Решением (7) являются функции

$$U(z) = C_1 e^{\frac{1}{2} B z^2} F\left(\frac{1}{4} - \frac{A^2}{4B}, \frac{1}{2}, B z^2\right) \text{ – для четных состояний,} \quad (8)$$

$$U(z) = C_1 \sqrt{B} z e^{\frac{1}{2} B z^2} F\left(\frac{3}{4} - \frac{A^2}{4B}, \frac{3}{2}, B z^2\right) \text{ – для нечетных состояний,} \quad (9)$$

где $F(a, b, z)$ – вырожденная гипергеометрическая функция.

Общая волновая функция системы будет иметь вид

$$\psi(z) = C_1 \begin{cases} C_2 e^{k_b z}, & z < -a/2, \\ (1 + \alpha z^2)^{1/2} e^{\frac{1}{2} B z^2} F\left(\frac{1}{4} - \frac{A^2}{4B}, \frac{1}{2}, B z^2\right), & |z| \leq a/2, \text{ для четных состояний,} \\ C_2 e^{-k_b z}, & z > a/2, \end{cases} \quad (10)$$

$$\psi(z) = C_1 \begin{cases} C_2 e^{k_b z}, & z < -a/2, \\ (1 + \alpha z^2)^{1/2} \sqrt{B} z e^{\frac{1}{2} B z^2} F\left(\frac{3}{4} - \frac{A^2}{4B}, \frac{3}{2}, B z^2\right), & |z| \leq a/2, \text{ для нечетных состояний,} \\ -C_2 e^{-k_b z}, & z > a/2, \end{cases} \quad (11)$$

где $k_w^2 = 2m_2(V_0 - E/\hbar^2)$, и C_1 и C_2 – известные постоянные нормировки.

Энергетический спектр определяется из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции на границе $z = a/2$. Для четных и нечетных состояний получим, соответственно,

$$-k_b = \frac{2\alpha a}{4 + \alpha a^2} - \frac{Ba}{2} + \frac{a}{2} (B - A^2) \frac{F\left(\frac{5}{4} - \frac{A^2}{4B}, \frac{3}{2}, B \frac{a^2}{4}\right)}{F\left(\frac{1}{4} - \frac{A^2}{4B}, \frac{1}{2}, B \frac{a^2}{4}\right)}, \quad (12)$$

$$-k_b = \frac{2\alpha a}{4 + \alpha a^2} + \frac{2}{a} - \frac{Ba}{2} + \frac{a}{2} \left(B - \frac{A^2}{3}\right) \frac{F\left(\frac{7}{4} - \frac{A^2}{4B}, \frac{5}{2}, B \frac{a^2}{4}\right)}{F\left(\frac{3}{4} - \frac{A^2}{4B}, \frac{3}{2}, B \frac{a^2}{4}\right)}. \quad (13)$$

3. Обсуждение результатов

Численные расчеты проведены для квантовой ямы $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$. В расчетах энергии выражены в единицах эффективной ридберговской энергии E_R , а все длины – в единицах эффективного борковского радиуса a_B (для GaAs $E_R=5.2\text{мэВ}$, $a_B=104\text{\AA}$ [11]).

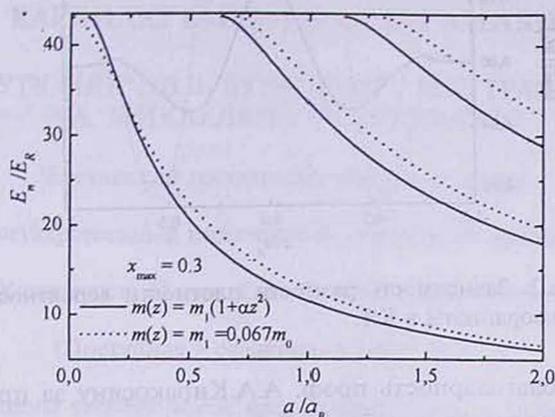


Рис.1. Зависимость энергетических уровней от ширины КЯ.

На рис.1 представлены зависимости электронных энергетических уровней от ширины КЯ. Для сравнения пунктирными линиями представлены электронные уровни с постоянной эффективной массой электрона m_1 . Как видно из рис.1, учет зависимости эффективной массы от положения в КЯ приводит к смещению уровней в область низких энергий. При этом, чем выше энергетический уровень, тем больше величина этого смещения. Однако, как видно из рисунка, для значений ширины ямы $a \leq 0.22 a_B$ энергия основного состояния электрона с эффективной массой m_1 меньше, чем то же с учетом координатной зависимости эффективной массы. Это объясняется тем, что для малых значений a электрон с меньшей эффективной массой больше просачивается в область барьера. При увеличении ширины КЯ эффект барьера уменьшается, и энергия электрона с зависящей от положения массой понижается. Например, для $a=1.5 a_B$ относительное изменение энергии для основного состояния составляет около 9% (абсолютное – $0.79 E_R$), для первого возбужденного состояния – 9.1% ($2.35 E_R$), а для второго возбужденного состояния – 8.7% ($3.5 E_R$).

На рис.2 представлены зависимости разности плотности вероятности с постоянной эффективной массой m_1 и с зависящей от координаты массой (1) в КЯ с $a=1.5 a_B$, для основного состояния ($n=1$) и для первого возбужденного состояния ($n=2$). Для основного состояния учет зависимости массы от положения приводит к уменьшению вероятности нахождения электрона в центральной части КЯ ($\Delta|\psi_1|^2 > 0$). Это объясняется тем, что при удалении от центральной части частица становится тяжелее и больше времени проводит

вдали от центра. Для возбужденного состояния максимумы вероятности смещаются в сторону больших $|z|$ и несколько понижаются ($\Delta|\psi_2|^2 > 0$, когда $0 \leq z \leq 0.4$, и $\Delta|\psi_2|^2 < 0$, когда $0.4 \leq z \leq 0.8$).

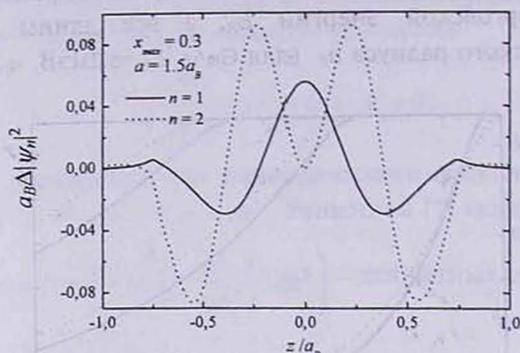


Рис.2. Зависимость разности плотности вероятности от координаты в КЯ.

Выражаю благодарность проф. А.А.Киракосяну за предложение темы и помощь при выполнении работы. Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения "Полупроводниковая наноэлектроника" и при поддержке гранта ANSEF 04-ps-condmath 813-95.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Bastard. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Les editions de Physique. Les Ulis, Cedex, France, 1988.
2. M.E.Pistol. Phys. Rev. B, **60**, 14269 (1999).
3. L.Dekar, L.Chetouani, T.F.Hammann. J. Math. Phys., **39**, 2551 (1998).
4. L.Dekar, L.Chetouani, T.F.Hammann. Phys. Rev. A, **59**, 107 (1999).
5. R.Кос, М.Коча. J. Phys. A: Math. Gen., **36**, 8105 (2003).
6. N.Moiseyev, R.Lefebvre. Phys. Rev. A, **64**, 052711 (2001).
7. A.R.Plantino, A.Rigo, M.Casas, F.Garcias, A.Plantino. Phys. Rev. A, **60**, 4318 (1999).
8. B.Gonul, B.Gonul, D.Tutcu, O.Ozer. Mod. Phys. Lett. A, **17**, 2057 (2002).
9. A.De Souza Dutra, M.Hott, C.A.S.Almeida. EuroPhys. Lett., **62**, 8 (2003).
10. P.Harrison. Quantum wells, wires, and dots. John Wiley & Sons, New York, 1999.
11. S.Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).
12. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. М., Наука, 1989.

STATES OF PARTICLE WITH POSITION-DEPENDENT EFFECTIVE MASS IN A QUANTUM WELL

A. KH. MANASELYAN

The influence of effective mass position dependence of a charge carrier on the energy levels and wave functions of ground and excited states is calculated for a quantum well with parabolic confinement. It is shown that the account of this dependence results in the decrease of energy levels and the "ejection" of wave functions from the central region of the well. The numerical calculations are carried out for $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ ($0 \leq x \leq 0.3$) system.

УДК 621.382

МОДЕЛЬ ПЕРЕНОСА ТОКА В МИКРОСТРУКТУРАХ КАРБИДКРЕМНИЕВОЙ КЕРАМИКИ

В.М. АРУТЮНЯН¹, В.В. БУНИАТЯН², М.Г. ТРАВАДЖЯН²,
Л.А. МИКАЕЛЯН², П. СУКИАСЯН³

¹Ереванский государственный университет

²Государственный инженерный университет Армении

³Университет Париж-Сад, Орсей Седекс, Франция

(Поступила в редакцию 5 июня 2004 г.)

Проведены теоретические исследования вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик и импеданса микроструктуры карбидкремниевой керамики. Предложена модель переноса тока в керамических микроструктурах с учетом наличия диэлектрического слоя и ловушечной концентрации на границе раздела зерен.

1. Введение

Технология карбида кремния достигла значительного прогресса – получены высококачественные объемные монокристаллы и реализован широкий класс электронных приборов, включая высокотемпературные [1-3] и высокочастотные приборы, а также различные сенсоры [4-17]. С другой стороны, практический интерес представляет и карбидкремниевая керамика, имеющая характеристики поликристаллического полупроводника. На основе такой керамики возможно изготовление стабильных и экономичных приборов, способных работать в экстремальных условиях эксплуатации. Помимо этого, возможность формирования наноструктурной керамики на основе карбида кремниевой матрицы может привести к созданию приборов с улучшенными параметрами и уникальными свойствами. Известно, что электрические свойства керамического полупроводника зависят от его микроструктуры, главным образом от размера и состояния границы раздела зерен [5,7,18], наличия изолирующих слоев, различных ловушек и дефектов на границе раздела, которые в свою очередь зависят от условий синтеза керамики. Как известно [5,18], такая микроструктура неоднородна, что обуславливает неоднородность электрических параметров керамического полупроводника. В связи с этим для проектирования и изготовления карбидкремниевых керамических микроприборов необходимы количественные исследования электрических

свойств микроструктуры. Нами предложена модель переноса тока и исследованы электрические свойства карбидкремниевой керамики с учетом характерных особенностей микроструктуры.

2. Теория

Рассмотрим структуру керамики, в которой предполагается, что каждое зерно является монокристаллическим полупроводником n -типа, а между зернами имеется слой диэлектрика с толщиной d (рис.1) и поверхностные уровни ловушек с концентрацией N_T . Граница зерен есть поверхность, по которой контактируют соседние зерна с различной кристаллической ориентацией. Пусть ток течет в зернах и через границу раздела, но не течет вдоль границы зерна. При таком допущении граница раздела обладает отрицательным зарядом, так как электроны в каждом зерне захватываются незапол-

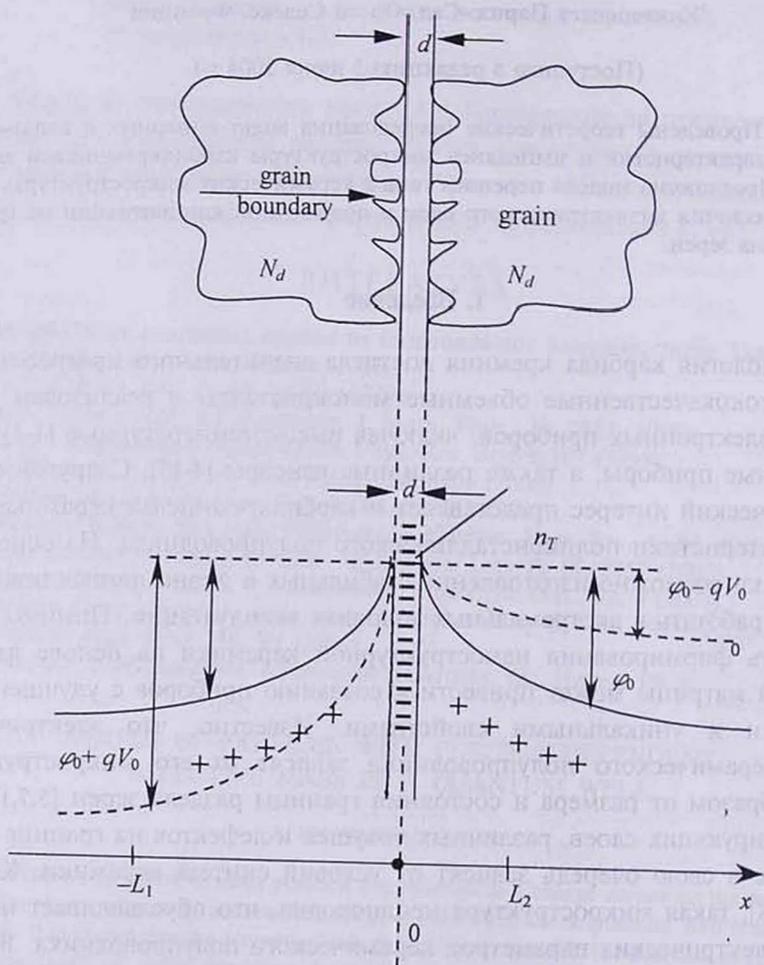


Рис.1. Модель границы раздела зерна и энергетическая диаграмма.

ненными связями на границе раздела. В результате положительные объемные заряды распределяются в зерне вблизи границы раздела, так как ионизированные доноры локализованы там же. Допустим также, что захват на границе зерен происходит через доноры в зерне с обеих сторон.

Количество захваченных на границе зерна электронов равно $n_T S$, где n_T – концентрация ловушек, $S = S_0 \alpha_c$, S_0 является площадью одной контактной точки между зерном и диэлектрическим слоем, α_c – количество контактных точек. Пусть эффективная концентрация неоднородно легированных доноров в каждом зерне равна n_d и приложенное напряжение – V . Электрическое поле вокруг каждого зерна может быть вычислено, основываясь на распределении заряда. Если количество захваченных электронов на границе раздела равно $n_T S$, то количество ионизированных доноров будет $n_d L S$, где L – ширина области пространственного заряда, определяемая [5] как

$$L = \frac{n_T}{N_d}.$$

Используя уравнение Пуассона

$$\frac{d^2 \varphi_B}{dx^2} = -\frac{q N_d}{\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad (0 < x \leq \frac{1}{2} L),$$

где φ_B – высота барьера обедненного слоя в каждом зерне, ϵ_s – относительная диэлектрическая проницаемость карбида кремния, получим выражение для φ_B в виде

$$\varphi_{B0} = -\frac{q n_T^2}{8 \epsilon_0 \epsilon_s N_d} \cong \frac{q n_T^2}{8 \epsilon_0 \epsilon_s n_0}.$$

Допуская, что ловушечные свойства диэлектрического слоя зависят также от приложенного напряжения, попробуем установить общее соотношение между приложенным напряжением и высотой барьера. При приложении напряжения энергетический барьер на одной стороне зерна увеличивается ($V_1 = \varphi_{B0} + V_0$) (см. рис.1), а на другой – уменьшается ($V_2 = \varphi_{B0} - V_0$), где V_0 – падение напряжения на каждом зерне. Аналогичная модель была использована для описания протекания тока в SiC порошках [5,18]. Каждый контакт состоит из прямо- и обратнорасположенных барьеров, соединенных последовательно (рис.1). Высота барьера будет определяться свойствами диэлектрического слоя, полупроводника и поверхности раздела.

Соотношение между V_0 и электрическим полем E в каждом зерне должно удовлетворять уравнению Пуассона

$$\frac{d^2 V_0}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_s}, \quad \rho = q n_0,$$

которое дает для V_0 выражение

$$V_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s E^2}{2qn_0}, \quad (1)$$

где n_0 – равновесная концентрация свободных электронов.

Полагая, что уменьшение напряжения по обе стороны границы раздела связано с соответствующими полями согласно (1) и допуская, что

$$V = 2V_0 + V_d = V_1 - V_2 + V_d,$$

где V_d – падение напряжения на диэлектрическом слое, получим

$$\int_{E_2}^{E_1} \frac{dE}{dx} dx = \int_{-L_1}^0 a_1 dx + \int_0^d a_d dx + \int_d^{L_2} a_1 dx,$$

где $a_1 = qn_0 / \varepsilon_0 \varepsilon_s d$, $a_d = qn_T / \varepsilon_0 \varepsilon_d d$, ε_d – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрического слоя, L_1 и L_2 – ширины обедненных слоев (рис.1), $V_1 = E_1^2 / 2a_1$, $V_2 = E_2^2 / 2a_1$, $V_d = E_d^2 / 2a_d$. Для равновесных условий

$$L = |L_1| + |L_2| = |L_0| = \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_s \varphi_{B0}}{qn_0} \right)^{\frac{1}{2}},$$

и при приложении напряжения

$$L_1 = L_0 \left(1 + \frac{V_0}{\varphi_{B0}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad L_2 = L_0 \left(1 - \frac{V_0}{\varphi_{B0}} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Для E_1 и E_2 легко можно получить

$$E_1 = \frac{\gamma^2 + 4a_1 V_0}{2\gamma}, \quad E_2 = \frac{4a_1 V_0 - \gamma^2}{2\gamma},$$

где

$$\gamma = E_1 - E_2 = La_1 + d(a_d - a_1).$$

Тогда

$$V_1 = \varphi_{B0} + V_0 = \frac{1}{8a_1 \gamma^2} [\gamma^2 + 4a_1 V_0]^2, \quad V_2 = \varphi_{B0} - V_0 = \frac{1}{8a_1 \gamma^2} [4a_1 V_0 - \gamma^2]^2. \quad (2)$$

При равновесии, когда приложенное напряжение $V = 0$, $V_0 = 0$, $V_d = 0$,

$$V_{10} = V_{20} = \frac{\varphi_B}{2q}, \quad E_{10} = E_{20} = \frac{a_1(L_0 - d) + a_d d}{2}. \quad (3)$$

Допуская, что $E_{20} \cong E_2$, из уравнений (1-3), когда $V \neq 0$, для γ получим выражение

$$\gamma \cong a_1 \left\{ L_0 \left[\left(1 + \frac{V_0}{\varphi_B} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(1 - \frac{V_0}{\varphi_B} \right)^{\frac{1}{2}} \right] + d(\beta - 1) \right\} = \frac{a_1}{\varepsilon_d} [L(\varepsilon_d + \varepsilon_s) - d\varepsilon_d],$$

где $\beta = a_d / a_1$.

При допущении, что преобладающим механизмом протекания тока через диэлектрик является туннелирование и ток протекает через ловушечные состояния в зерне, получим выражение для общего тока в виде

$$i^* \cong q \bar{v}_n c_n n_0 n_T e^{-\frac{\varphi_{B0}}{kT}} \left[\exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_1}{kT}\right) \right] \left\{ 1 + \exp\left[\frac{E_F - E_{F0} + qV_1}{kT}\right] \right\}^{-1} \times \\ \times \left\{ 1 + \exp\left(-\frac{\varphi_{B0}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_F - E_{F0}}{kT}\right) \right] \right\}^{-1}, \quad (4)$$

где c_n – сечение захвата ловушек для электронов, \bar{v}_n – средняя скорость электронов, q – заряд электрона, E_F – энергия Ферми, E_{F0} – равновесная энергия Ферми, k – постоянная Больцмана, T – температура.

Для туннельной составляющей тока, согласно WKV приближению [19,20], получим

$$i_t = \frac{1}{4} q \bar{v}_n n_0 \bar{D}(V) \left[\frac{\varphi_{B0} - qV_2}{kT} \right] \times \exp\left(-\frac{\varphi_{B0}}{kT^*}\right) \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{qV_2}{kT^*}\right) - \exp\left(-\frac{qV_1}{kT^*}\right) \times \exp\left(-\frac{qV}{kT^*}\right) \left(\frac{T^*}{T} - 1\right) \right], \quad (5)$$

где $T^* = \frac{E_{00}}{k} \operatorname{cth} \frac{E_{00}}{kT}$, $E_{00} = \left[q \frac{(n_0 \hbar^2)}{4 \epsilon_0 \epsilon_2 m^*} \right]^{\frac{1}{2}}$, \bar{D} – туннельный коэффициент диэлектрического слоя, $(E_F - E_{F0})$ – энергия ловушек, отнесенная к равновесной энергии Ферми E_{F0} , m^* – эффективная масса электронов. Известно, что $m^* = 1.6m_0$ для 6H-SiC и $m^* = 0.2m_0$ для 4H-SiC [21,22].

Для эквивалентной дифференциальной проводимости границы зерна, определяемой как $(\partial i^* / \partial V)$ и $(\partial i^T / \partial V)$, из (4) и (5) для туннельной и ловушечной составляющих тока получим, соответственно:

$$G^S = \frac{AA_1 \left\{ B_2 \exp\left(\frac{V_2}{\varphi_t}\right) \left[1 + B_1 \exp\left(-\frac{V_1}{\varphi_t}\right) \right] - \left[1 + B_2 \left(\exp\left(\frac{V_2}{\varphi_t}\right) + B_1^{-1} \right) \right] \right\}}{2\varphi_t \left[1 + B_1 \exp\left(-\frac{V_1}{\varphi_t}\right) \right]^2 \left[1 + B_2 \left(\exp\left(\frac{V_2}{\varphi_t}\right) + B_1^{-1} \right) \right]^2}, \quad (6)$$

$$G^T = \frac{B}{2\varphi_t} \exp\left(-\frac{\varphi_{B0}}{\varphi_t}\right) \left\{ \exp\left(-\frac{V_2}{\varphi_t}\right) - \exp\left(\frac{V_1}{\varphi_t}\right) \cdot \exp\left[\left(-\frac{V}{\varphi_t}\right) \left(\frac{T^*}{T} - 1\right)\right] \right\} \times \left(1 - \frac{\varphi_{B0} - V_2}{\varphi_t} \right), \quad (7)$$

где $B = \frac{1}{4} q \bar{v}_n n_0 \bar{D}(V)$, $A_1 = \exp\left(\frac{V_2}{\varphi_t}\right) - \exp\left(-\frac{V_1}{\varphi_t}\right)$, $\varphi_t = \frac{kT}{q}$, $\varphi_t^* = \frac{kT^*}{q}$,

$A = q \bar{v}_n c_n n_0 n_T B_2$, $B_1 = \exp\left[-\left(\frac{E_F - E_{F0}}{\varphi_t}\right)\right]$, $B_2 = \exp\left(-\frac{\varphi_{B0}}{\varphi_t}\right)$.

Как следует из этих выражений, G^T и G^S существенно зависят от приложенного напряжения.

Эквивалентная схема границы раздела зерна показана на рис.2, где R_g – резистивная составляющая сопротивления зерна, $R_c = [1/(G^S + G^T)]$ – результирующее сопротивление контактной области зерна и C – емкость границы зерна, обусловленная слоями пространственного заряда и диэлектрика между последовательно соединенными прямо- и обратносмещенными обедненными слоями и “ловушечной” емкостью C_T :

$$C = \frac{C_1 C_2 C_T}{C_T(C_1 + C_2) + C_1 C_2}, \quad C_T = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 S}{d},$$

$$C_1 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_2 S}{L_1} \sqrt{\frac{\varphi_0}{\varphi_0 + qV_1}}, \quad C_2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_2 S}{L_2} \sqrt{\frac{\varphi_0}{\varphi_0 - qV_2}}.$$

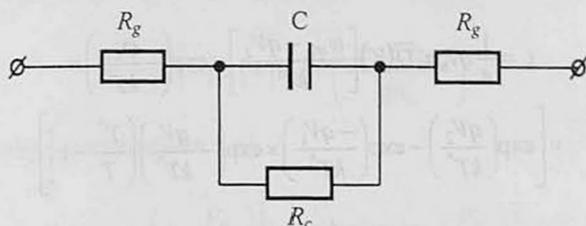


Рис.2. Эквивалентная схема границы раздела.

3. Обсуждение

Численные расчеты проведены нами для следующих параметров: $S_0 \sim 10^{-10} \text{ см}^2$, $\alpha_c \sim 10^3 \div 10^4$, $\epsilon_d = 4$, $\epsilon_s \cong 9.7$, $n_0 \sim 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $n_T \sim (1-8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = (0-150) \text{ \AA}$, сечение захвата ловушек $\sim 10-15 \text{ см}^2$, коэффициент туннелирования $\bar{D}(V) \leq 3 \cdot 10^{-3}$, $\bar{v} \sim 10^7 \text{ см/с}$, $E_F - E_{F0} \sim (0.6 \div 0.8) \text{ eV}$, $m^* \sim 0,22m_0$.

Вольт-амперная характеристика границы раздела зерен показана на рис.3. Анализ выражений (4),(5),(6),(7) и соответствующих численных расчетов показывает, что при низких уровнях тока (напряжения) и тонких окисных слоях ($d \leq 25 \text{ \AA}$) преобладает туннельная составляющая тока. При данных смещениях ток i^s (или i_t) растет быстрее с увеличением n_T , c_n и с уменьшением d . С увеличением толщины диэлектрика и концентрации ловушек ток течет главным образом через ловушечные уровни и имеет приблизительно экспоненциальный характер, присущий контактам Шоттки.

Рис.4,5 и 6 представляют собой расчетные вольт-фарадные характеристики и зависимость дифференциальной проводимости границы раздела зерна от приложенного напряжения для различных значений параметров n_T и d , соответственно. Другим фактором, влияющим на значения проводимости и емкости, является эффективная площадь контакта ($\alpha_c S$). При прочих равных факторах с увеличением d имеет место смещение кривых в область

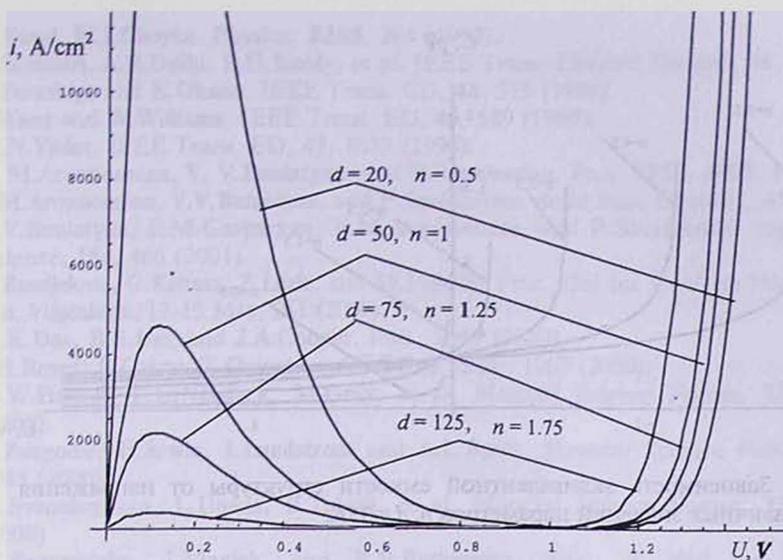


Рис.3. Вольт-амперные характеристики ($i^+ + i$) структуры для различных значений параметров n ($n = 10^{-12} n_T$), d (Å).

более высоких напряжений. Как следует из рис.5, с увеличением концентрации ловушек необходимы более высокие напряжения для удержания их заряженными. Очевидно, что дифференциальная проводимость имеет отрицательное значение (рис.6) в области напряжений, соответствующей туннельному механизму протекания тока. В режиме более высоких значений приложенного напряжения, когда преобладает ловушечная составляющая тока, дифференциальная проводимость меняет знак и принимает положительные значения.

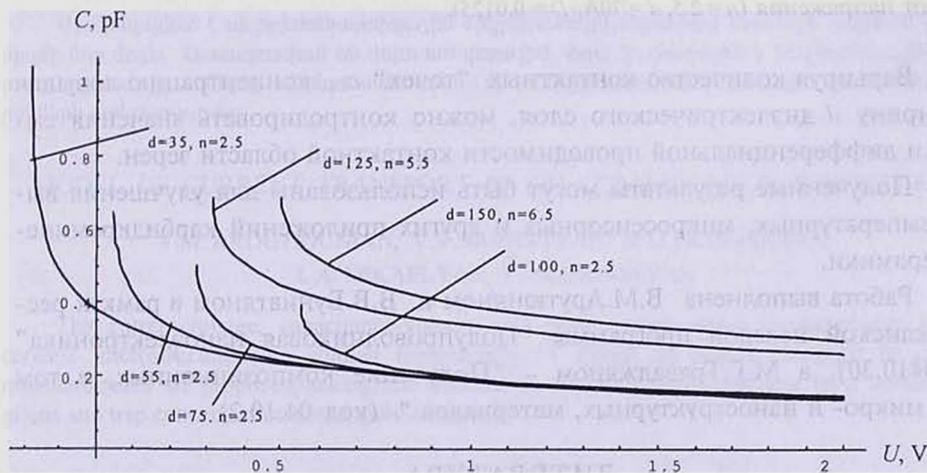


Рис.4. Зависимость эквивалентной емкости структуры от напряжения для различных значений параметров n , d (Å).

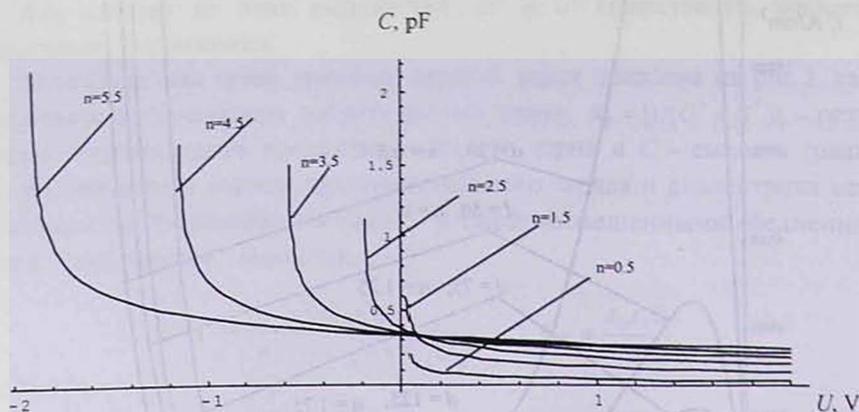


Рис.5. Зависимость эквивалентной емкости структуры от напряжения для различных значений параметров n , $d = 35 \text{ \AA}$.

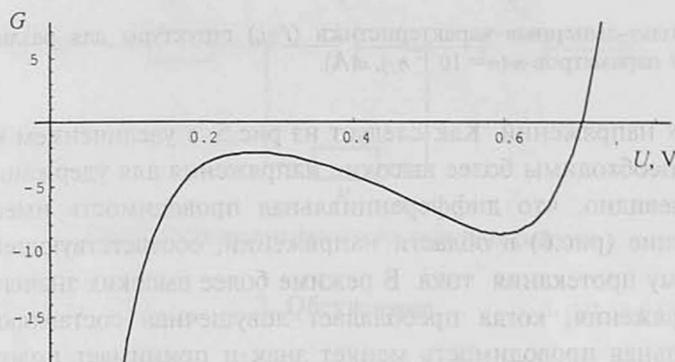


Рис.6. Зависимость эквивалентной проводимости $G = G^s + G^T$ структуры от напряжения ($n = 2.5$, $d = 70 \text{ \AA}$, $D = 0.0125$).

Варьируя количество контактных “точек” α_c , концентрацию ловушек n_T , ширину d диэлектрического слоя, можно контролировать значения емкости и дифференциальной проводимости контактной области зерен.

Полученные результаты могут быть использованы для улучшения высокотемпературных, микросенсорных и других приложений карбидкремниевой керамики.

Работа выполнена В.М.Арутюняном и В.В.Буниатяном в рамках республиканской целевой программы “Полупроводниковая наноэлектроника” (код-0410.30), а М.Г.Траваджяном – “Получение композиционных, в том числе микро- и наноструктурных, материалов” (код-04.10.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. J.B.Casady and R.W.Johnson. Sol. St. Electron., **39**, 409 (1996).
2. A.L.Spetz, P.Tobias, A.Baranzahi. et al. IEEE Trans. Electron Devices, **46**, 561 (1999).

3. G.Pensl, W.I.Choyke. *Physica*, **B185**, 264 (1993).
4. S.Seshadri, A.R.Dullo, F.H.Ruddy, et al. *IEEE Trans. Electron Devices*, **46**, 567 (1999).
5. T.Terashige and K.Okano. *IEEE Trans. ED*, **46**, 555 (1999).
6. J.Wang and W.Williams. *IEEE Trans. ED*, **46**, 589 (1999).
7. M.N.Yoder. *IEEE Trans. ED*, **43**, 1633 (1996).
8. V. M.Aroutiounian, V. V.Buniatyan, and P.Soukiassian. *Proc. SPIE*, **4499**, 160 (2001).
9. V.M.Aroutiounian, V.V.Buniatyan, and P.Soukiassian. *Solid State Electron.*, **43**, 343 (1999).
10. V.V.Buniatyan, F.M.Gasparyan, V.M.Aroutiounian, and P.Soukiassian. *Applied Surface Science*, **184**, 466 (2001).
11. D.Randjelovic, G.Kaltsas, Z.Lazic, and M.Popovic. *Proc. 23rd Int. Conf. on Microelectronics, Nis, Yugoslavia, 12-15 May*, 261 (2000).
12. M.K.Das, B.S.Um, and J.A.Cooper. *Ibid.*, 1069 (2000).
13. A.S.Royet, B.Cabon, T.Ouisse, and T.Billon. *Ibid.*, 1267 (2000).
14. G.W.Hunter, P.G.Neudeck, M.Gray, et al. *Material Science Forum*, **338-342**, 1439 (2000).
15. S.Zangoonie, H.Arwin, I.Lundstrom and A.L.Spetz. *Material Science Forum*, **338-342**, 1085 (2000).
16. H.Svenningstorp, L.Uneus, P.Tobias, et al. *Material Science Forum*, **338-342**, 1435 (2000).
17. J.Pogorzelska, J.Maciak, and B.S.Butkiewicz. *Proc. of 23rd Int. Confer. on Microelectronics, Nis, Yugoslavia, 12-15 May*, 371 (2002).
18. E.Martensson, U.Gafvert, and A.Lindelfelt. *J. Appl. Phys.*, **90**, 2862 (2001), *ibid.*, **90**, 2870 (2001).
19. S.M.Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. J. Wiley and Sons, New York, 1981.
20. В.И.Стриха, Е.В.Бузанова, И.А.Радзиевский. *Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки*. М., Сов. Радио, 1974.
21. Y.G.Li, S.G.Cho. *J. Appl. Phys.*, **91**, 4535 (2002).
22. I.A.Khan and J.A.Cooper. *Material Science Forum*, **338-342**, 761 (2001).

ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՆՑՄԱՆ ՍՈՂԵԼԸ ՄԻԼԻՑԻՈՒՄԿԱՐԲԻԴԱՅԻՆ
ԿԵՐԱՄԻԿԱԿԱՆ ՄԻԿՐՈԿԱՆՈՒՅՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ.Վ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ, Մ.Գ. ՏՐԱՎԱԶՅԱՆ,
Լ.Ա. ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, Պ. ՍՈՒԿԻԱՍՅԱՆ

Առաջարկված է սիլիցիոնկարբիդային միկրոկառուցվածքներում հոսանքի անցման մեխանիզմի նոր մոդել: Հետազոտված են վոլտ-ամպերային, վոլտ-ֆարադային և իմպեդանսային բնութագրերը, հաշվի առնելով անցման սահմանում մեկուսիչ շերտի և էլեկտրոնային գրավման կենտրոնների առկայությունը:

MODEL OF CURRENT TRANSPORT IN SiC CERAMIC MICROSTRUCTURES

V.M. AROUTIOUNIAN, V.V. BUNIATYAN, M.G. TRAVADJYAN,
L.A. MIKAELYAN, P. SOUKIASSYAN

The current-voltage, capacitance-voltage and conductance-voltage characteristics of SiC ceramic microstructures are studied theoretically. A model of current transport in ceramic microstructures are proposed, taking into account the presence of an insulator layer between the grains and trap concentration at the grain boundary.

УДК 537.87

НЕЙТРАЛЬНО-УСТОЙЧИВОЕ СОСТОЯНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ ФЛУКТУАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

Г.Г. ВАРДАНЯН, А.А. МАКАРЯН, Ш.Ж. МАРТИРОСЯН,
Г.Г. НИКОГОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 февраля 2004 г.)

Исследовано поведение флуктуации напряжения на p - n -переходах в мультстабильной электронно-дырочной плазме. В областях с отрицательным дифференциальным сопротивлением из-за неустойчивости организуется диссипативная структура, которая видоизменяет потенциал для самой флуктуации. Показано, что существует такое состояние, когда флуктуация совершает нейтрально-устойчивое периодическое незатухающее движение.

В полупроводниковой плазме с участком отрицательного дифференциального сопротивления R_g на вольтамперной характеристике хорошо изучены явления флуктуационной неустойчивости [1]. Настоящая работа посвящена исследованию явления возможной самоорганизации в мультстабильной плазме [2].

Существуют условия [3], при которых функционирование электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в биполярной полупроводниковой структуре обусловлено исключительно внутренними процессами. В частности, плазму можно считать изолированной, когда отсутствует пространственно-временная зависимость полного напряжения $V = \sum V_i(j)$ и тока $I: \delta V = 0, \delta I = 0$. Система уравнений относительно возмущений напряжений δV_k имеет следующий вид:

$$c_{k-1} \frac{\partial}{\partial t} \delta V_{k-1} - c_k \frac{\partial}{\partial t} \delta V_k = -w_k \sigma_k \sum_{i=1}^{k-1} \Delta \delta V_i + U_k \{ [V_i]; V(\{V_i\}); \{\delta V_i\} \} \delta V_k; \quad (1)$$

$$U_k \{ [V_i]; V(\{V_i\}); \{\delta V_i\} \} \equiv \frac{P_k(\{V_i + \delta V_i\}; V) - P_k(\{V_i\}; V)}{\delta V_k}, \quad (2)$$

где c_k – емкость единичной площади p - n -перехода, V_k – напряжение на k -ом переходе, w_k – длина k -ой квазинейтральной области, σ_k – удельная проводимость, Δ – двумерный оператор Лапласа, j_k – плотность тока через k -ый переход, а $P_k \equiv j_k - j_{k-1}$ [4]. Здесь величины U_k играют роль потен-

циальной энергии, являются регулярными функциями V_k и зависят также от амплитуд возмущений. Для симметричных четырехслойных структур (симметричный тиристор или симистор), которые являются модельными при исследованиях мультстабильных систем, $V_1 \equiv V_3$, однако между δV_1 и δV_3 существует более общая связь $\delta V_1 + \delta V_2 + \delta V_3 \equiv \delta V = 0$. Но если в потенциале (2) ограничиться линейной вариацией

$$U_{0k} = \sum_i \frac{\partial P_k}{\partial V_i} = -\frac{\partial P}{\partial V} \frac{\partial V}{\partial V_i} \equiv -\frac{\partial P}{\partial V} R_{ik} \equiv U_{0i},$$

то временная зависимость флуктуаций становится мультипликативной:

$$\delta V_k(x, t) = \exp(-\lambda_k t) \cdot \psi_k(x). \quad (3)$$

Для данного случая $\lambda_i = \lambda_k$, поэтому $\psi_1(x) = \psi_3(x)$. Далее рассмотрим именно такую симметричную структуру во внешнем электрическом поле, направленном по оси z , и флуктуации напряжения, зависящие от координаты x . Стационарные неравновесные состояния ЭДП [4] и поведение флуктуации описываются уравнениями

$$\Delta V_1 = P[V_1(x), V(V_1(x))], \quad -w_2 \sigma_2 \psi'' + U_0[V_1, V(V_1), \psi] \cdot \psi = \lambda \psi. \quad (4)$$

Второе уравнение в (4) представляет флуктуацию в качестве квазичастицы с массой $m = \hbar^2 / 2w_2 \sigma_2$ и волновой функцией $\psi(x)$ в потенциальном поле $U_0[V_1(x), V(V_1), \psi(x)]$, которое полностью определяет стационарное состояние ЭДП (первое уравнение в (4)), т.е. гамильтониан

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2}{dx^2} + U_0(x, V). \quad (5)$$

Из уравнений (4) для электрического поля E_x и флуктуации ψ получим:

$$E_x(0) = E_x(l); \quad \hat{H}_0 E_x = 0; \quad \psi'(0) = \psi'(l); \quad \hat{H}_0 \psi = 0. \quad (6)$$

Уравнения (6) допускают тривиальное решение $E_x = 0$ (а также $\psi = 0$), которое соответствует однородному поперечному распределению поля (или тока, т.е. случаю $P \equiv 0$). Возможно нетривиальное решение, когда $E_x(x)$ является собственной функцией оператора \hat{H}_0 для собственного значения $\lambda_E \equiv 0$.

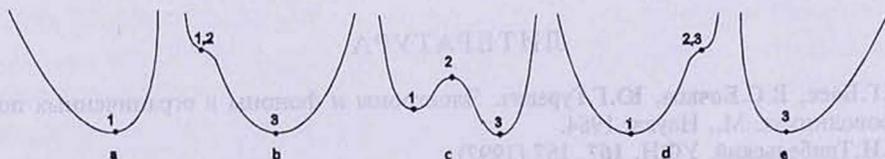


Рис.1. Эволюция потенциала флуктуации U_0 в зависимости от значения полного напряжения на структуре V .

Из условия $U_0 > 0$ вытекает его независимость от координат. Эволюция U_0 в зависимости от V показана на рис.1. Состояние 2 на рис.1 на фазовой плоскости представляется гиперболической точкой (седлом, точкой пересечения сепаратрис) и является неустойчивым.

В предположении неизменности макросостояний ЭДП при отрицательных значениях полного дифференциального сопротивления $R_g < 0$, солитоноподобная квазичастица флуктуации (для краткости назовем флуктуоном), совершая инфинитное движение, увеличивает свою энергию и возмущает потенциальную энергию. Энергия претерпевает качественные изменения и становится зависимой от координат (организуется диссипативная структура), формируется потенциальная яма для обеспечения существования стационарных состояний флуктуона (т.е. финитности движения). Зависимость $U_0(x)$ качественно повторяет $U_0(V_1)$. Возмущенный потенциал представлен пунктиром на рис.2.

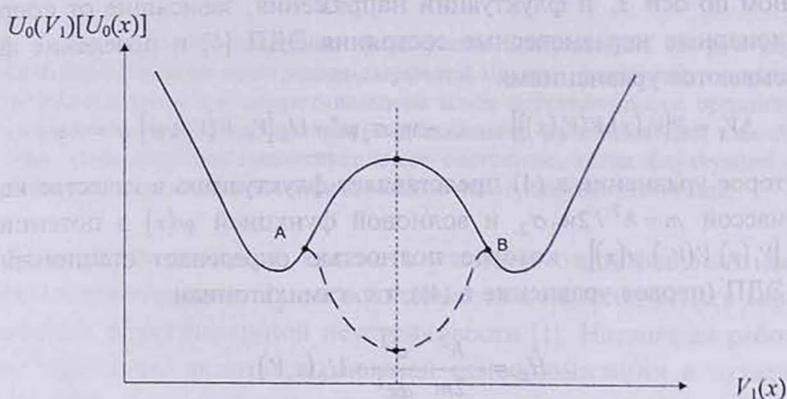


Рис.2. Потенциал флуктуации до (сплошная линия) и после (пунктирная линия) образования нейтрально-устойчивого состояния.

Благодаря малой "массе", длина волны флуктуона велика, и он может испытывать "отражение" и "проходить" через барьеры (явление туннелирования) на малых выступах А и В (рис.2). В результате формируется устойчивое стационарное состояние для флуктуона.

Таким образом, для устойчивости ЭДП в ней должны существовать стационарные волны возмущения плотности частиц, токов и полей макроскопических размеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.Г.Басс, В.С.Бочков, Ю.Г.Гуревич. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., Наука, 1984.
2. М.И.Трибельский. УФН, 167, 167 (1997).
3. Г.С.Караян, А.А.Макарян. Ученые записки ЕГУ, 3, 65 (1984).
4. Г.С.Караян, А.А.Макарян. Изв. НАН Армении, Физика, 34, 308 (1999).

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԲԱԶՄԱՎԻՃԱԿ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ՄԱԿՐՈՍԿՈՊԻԿ
ՖԼՈՒԿՏՈՒՄՅԱՅԻՆ ՉԵԶՈՔ-ԿԱՅՈՒՆ ՎԻՃԱԿԸ

Հ.Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Շ.Ճ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Գ.Գ. ՆԻԿՈԳՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է $p-n$ -անցումների վրա լարման ֆլուկտուացիաների վարքը բազմավիճակ էլեկտրոնախոռոչային պլազմայում: Վոլտամպերային քննության քաղաքական դիֆերենցիալ դիֆերենցիալ տիրույթներում անկայունության հետևանքով ձևավորվում է դիսիպատիվ կառուցվածք, որը ձևավորվում է ֆլուկտուացիայի պոտենցիալը: Ցույց է տրված, որ գոյություն ունի այնպիսի վիճակ, երբ ֆլուկտուացիան կատարում է չմարտող չեզոք-կայուն պարբերական շարժում:

NEUTRAL-STEADY STATES OF MACROSCOPICAL FLUCTUATION
IN SEMICONDUCTOR MULTISTABLE PLASMA

H.H. VARDANYAN, A.H. MAKARYAN, Sh.J. MARTIROSYAN, G.G. NIKOGHOSYAN

The behavior of fluctuation of a voltage on the $p-n$ -junctions in multistable electron-hole plasma is investigated. In areas with negative differential resistance, due to the instability, the dissipative structure is organized which alters potential for the fluctuation. It is shown that there is such condition when the fluctuation makes a neutral-steady periodic movement.

УДК 536.42

ПРИРОДА МАГНЕТИЗМА В РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ Ni-Mn СПЛАВАХ

А.Дж. ГЕЗАЛЯН, А.А. СААКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 10 марта 2004 г.)

Методами нейтроноструктурного анализа и измерений магнитной восприимчивости исследованы магнитные свойства в широком концентрационном диапазоне Ni-Mn сплавов в неупорядоченном состоянии. Обнаружены возвратные температурные переходы от ферро- и антиферромагнитных состояний в спин-стеклоное состояние. Уделено особое внимание антиферромагнетизму и уточнена критическая концентрация c_{Mn}^0 его возникновения. Построена диаграмма магнитных состояний и установлен кластерный механизм образования спинового стекла.

1. Введение

Исследование разупорядоченных Ni-Mn сплавов до настоящего времени остается актуальной задачей вследствие их необычных магнитных свойств, особенно, при низких температурах. Наличие термомагнитной предыстории, большая остаточная намагниченность и появление однонаправленной магнитной анизотропии приводят к аномальному магнитному поведению, в частности, к тому, что после охлаждения сплава от комнатной до гелиевых температур в магнитном поле гистерезисные петли оказываются сдвинутыми по оси полей относительно начала координат [1]. Эти свойства могут быть феноменологически описаны как микромагнетик или спиновое стекло (СС) [2].

Важной особенностью СС систем является возможность возникновения в них состояния возвратного СС, являющегося результатом эволюции неупорядоченных ферро-(ФМ) или антиферромагнетиков (АФМ) при их охлаждении. Многочисленные работы выполнены, например [3-5], в области концентрации марганца $c_{Mn} < 30$ ат.% (всюду ат. %), где интересной особенностью является возвратный температурный переход ФМ-СС для $c_{Mn} \leq 23,9\%$, а многокритическая точка, соответствующая $c_{Mn} = 23,9\%$, является пересечением температурных переходных линий, разделяющих СС, ФМ и парамагнитную (ПМ) фазы на магнитной фазовой диаграмме [3], построенной до $c_{Mn} = 27,0\%$.

В [6] рассмотрен антиферромагнетизм разупорядоченных сплавов при

$c_{Mn} > 30\%$, однако определить температуру Нееля T_N нейтронографическим методом не удалось из-за слабого брэгговского пика и явной температурной зависимости диффузного рассеяния. Дополнением в этой области послужило измерение T_N [5] по излому температурной зависимости восприимчивости по методу Фарадея; тем самым впервые реализован тройной фазовый переход ПМ-АФМ-СС для этих сплавов.

В настоящей работе представлены результаты нейтронографических и магнитных исследований в широком концентрационном диапазоне $21\% < c_{Mn} < 50\%$, с целью обнаружения возвратного СС от ФМ или от АФМ фазы, а также уточнения концентрационного порога возникновения АФМ. Новое измерение низкополевой магнитной восприимчивости на образце с $27,6\%$ Мп позволило решить эту задачу. Следует отметить, однако, что область при $c_{Mn} \geq 30\%$ всё же остается мало исследованной с точки зрения антиферромагнетизма и возвратного температурного перехода АФМ-СС.

2. Методика исследований и образцы

Сплавы выплавлялись в вакуумной индукционной печи. В качестве исходных материалов использовались электролитический никель (99,93%) и марганец (99,7%). Согласно химическому анализу составы сплавов таковы: 21,2; 23,1; 25,2; 27,6; 29,0; 30,9; 33,3; 35,4; 39,5; 41,7; 45,4; 46,4; и 49,2% Мп.

Структурное состояние сплавов определялось с помощью нейтроноструктурного анализа, который имеет преимущество перед рентгеновским анализом для сплавов Ni-Mn системы. Нейтронограммы образцов были получены на дифрактометре с длиной волны нейтронов $\lambda = 0,128$ нм; вклад в интенсивность нейтронов $\lambda/2$ составлял 1,5%.

Нейтронографические измерения выполнялись на цилиндрических поликристаллах диаметром 8 и длиной 70 мм. Образцы закаливались в воде после отжига при 1273 К в течение 1,5 ч и имели ГЦК структуру. Из этих поликристаллов вырезались образцы для измерений восприимчивости.

Температурные зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости χ_{ac} измерялись с помощью дифференциального трансформатора на частотах от 200 до 500 Гц в полях с амплитудой $0,5 \pm 1$ Э. Статическая восприимчивость χ измерялась по методу Фарадея в полях 1,8 и 2,4 кЭ.

Для обнаружения возвратных переходов ПМ-АФМ-СС в металлических системах иногда необходимы большие магнитные поля, что впервые обнаружено на примере АФМ сплавов ГЦК железа [7]. Подобные переходы обнаружены и в системе Fe-Ni-Cr [8]. В настоящей работе удалось обнаружить аналогичные переходы измерением χ по методу Фарадея, в сильных магнитных полях. Следует отметить, что возвратные переходы ПМ-ФМ-СС в системе Ni-Mn происходят в слабых магнитных полях [3-5].

3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис.1 представлены нейтронограммы сплавов $Ni_{1-c}Mn_c$ при

$c_{Mn} \geq 29,0\%$, на которых пики (100) и (101), согласно [9], соответствуют АФМ упорядочению. Из рис.1 следует, что ближний АФМ порядок возникает уже при $c_{Mn} \approx 30\%$, и с ростом c_{Mn} , увеличиваясь, превращается в дальний атомный и АФМ порядок. Учитывая, что эквипотенциальный состав является АФМ с аномально высокой температурой $T_N = 1073 \pm 40\text{K}$, нами предположено наличие АФМ и при $c_{Mn} < 50\%$. Это подтверждается измерением восприимчивости χ на сплавах $c_{Mn} = 33,3$ и $35,4\%$ (образцы 7 и 8 на рис.2а).

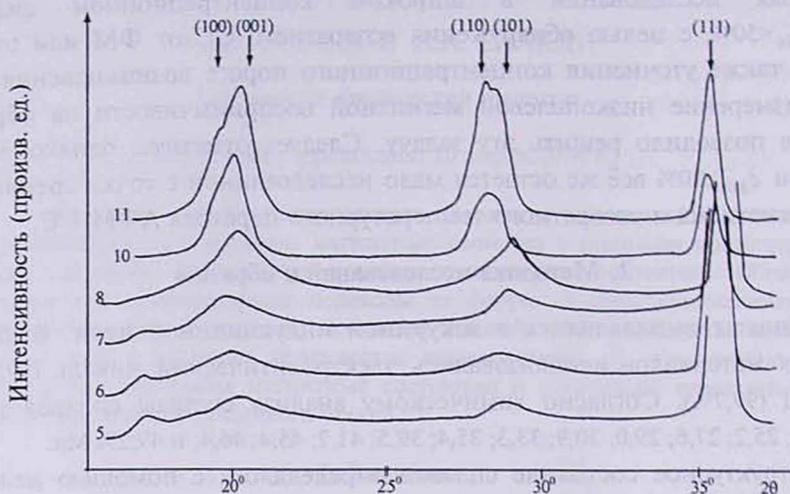


Рис.1. Нейтронограммы закаленных сплавов $Ni_{1-x}Mn_x$: 5 – 29,0%Mn, 6 – 30,9%Mn, 7 – 33,3%Mn, 8 – 35,4%Mn, 10 – 41,7%Mn, 11 – 45,4%Mn.

АФМ был обнаружен на поликристаллических образцах при $c_{Mn} \geq 35\%$ [6], но авторам не удалось уточнить нижнюю границу критической концентрации появления АФМ. Однако они предположили что c_{Mn}^0 находится в интервале $30\% < c_{Mn} < 35\%$, что подтвердилось в настоящей работе.

На рис.2а представлены температурные зависимости статической магнитной восприимчивости, измеренные по методу Фарадея, при $c_{Mn} = 33,3$ и $35,4\%$ и $H = 1,8$ и $2,4$ кЭ, соответственно. При понижении температуры отчетливо проявляются переходы как в АФМ состояние, так и в фазу СС.

Магнитные фазы в образце 7 можно разбить на 3 температурные области: I – область СС, от 4,2К до 50 К; II – область АФМ, от 50 К до 290 К и III – область ланжевеновского ПМ, $T > 290$ К. А в образце 8: I – СС, от 4,2 К до 25К; II – АФМ от 25 К до 355 К и III – ланжевеновского ПМ, $T > 355$ К. Из рис.2а видно, что с возрастанием c_{Mn} значения T_N тоже возрастают, однако соответствующие $\chi(T_N)$, а также T_{afg} и $\chi(T_{afg})$ уменьшаются. Можно отметить, что, как и в работе [8], абсолютные значения $\chi(T_N) < \chi(T_{afg})$.

На рис.2б приводятся температурные зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости χ_{ac} сплавов $Ni_{1-x}Mn_x$ при $c_{Mn} < 30\%$. Измерения проводились в слабых магнитных полях $0,5 \pm 1\text{Э}$. Для образцов 3 и 4 отчет-

ливо видны обычный переход ПМ – СС при $T_g \approx 100$ К, а также переходы ПМ – ФМ – СС в образцах 1 и 2 при T_c и T_{fg} .

$\chi \cdot 10^6$, эме/г

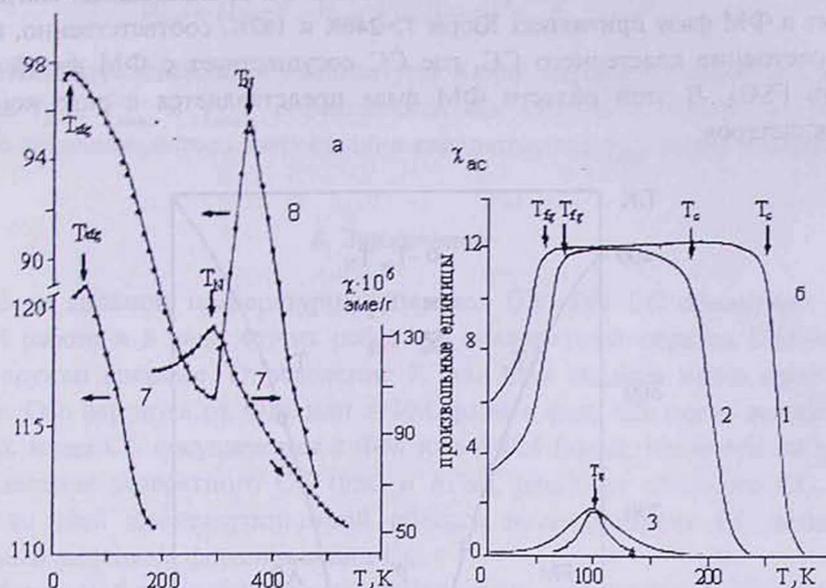


Рис.2. Температурные зависимости магнитной восприимчивости сплавов: а) АФМ: 7 – 33,3% Mn, 8 – 35,4% Mn; б) ФМ: 1 – 21,2% Mn, 2 – 23,1% Mn, СС: 3 – 25,2% Mn, 4 – 27,6% Mn.

На основании данных, приведенных на рис.2а и 2б, построена магнитная фазовая диаграмма для разупорядоченных Ni-Mn сплавов (рис.3), откуда видно (ход кривых T_N и T_{off}), что возвратное СС, образовавшись от АФМ фазы, имея кластерный характер, существует примерно до $c_{Mn} = 37\%$ и возникает при $c_{Mn} = 30\%$, после обычного СС $25\% \leq c_{Mn} \leq 30\%$, а $c_{Mn}^0 = 30\%$ соответствует многокритической точке.

Предвыделение АФМ интерметаллида NiMn фазы послужило образованию АФМ кластеров с некомпенсированными магнитными моментами в ПМ матрице, магнитные моменты которых “замораживаются” хаотически с нулевым моментом. После $c_{Mn} > 30\%$ эти конечные кластеры объединяются в топологически бесконечный АФМ кластер. Из-за слабых магнитных взаимодействий конечных кластеров СС не обнаруживалось в слабых магнитных полях, однако поля 1,8 и 2,4 кЭ оказались достаточными для проявления свойств СС.

Хорошо известно [10], что в ГЦК сплавах Ni-Mn взаимодействие ближайших соседей Mn-Mn АФМ, а Mn-Ni и Ni-Ni – ФМ. Кроме того, взаимодействие Mn-Mn на второй координационной сфере также ФМ. А наличие конкурирующего взаимодействия и разупорядоченность сплава являются необходимым условием образования состояния обычного СС. О возникнове-

нии такого состояния свидетельствует острый максимум низкополевой магнитной восприимчивости (рис.2б, образцы 3 и 4) в области $25\% \leq c_{Mn} \leq 30\%$, где ланжевенский ПМ “замораживается” при температуре T_g , переходя в состояние нормального СС (SG, рис.3) А сплавы 1 и 2, охлаждаясь, сначала переходят в ФМ фазу при точках Кюри $T_c=246\text{K}$ и 182K , соответственно, а дальше в состояние кластерного СС, где СС сосуществует с ФМ фазой (рис.3, область FSG). В этой области ФМ фаза представляется в виде конечных феррокластеров.

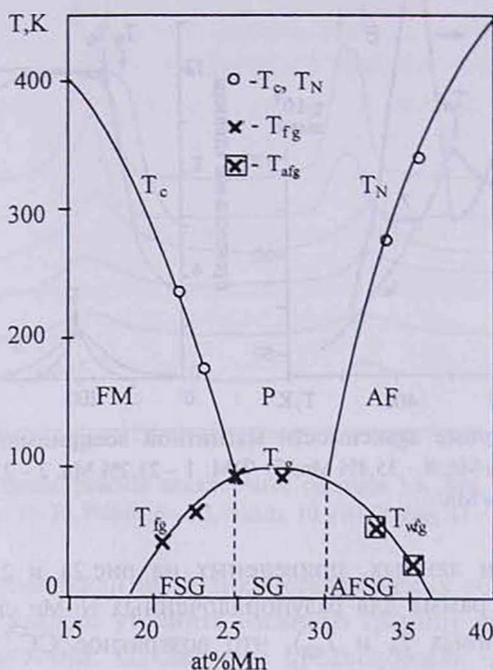


Рис.3. Магнитная фазовая диаграмма разупорядоченных Ni-Mn сплавов: FM – ФМ фаза, AFM – АФМ фаза, P – область ланжевенского ПМ, FSG – ФМ вместе с СС, SG – нормальное СС, AFSG – АФМ и СС вместе.

Надо отметить, что точки Кюри сплавов 1 и 2 хорошо совпадают с экспериментальными и расчетными данными, приведенными в [11].

Как первое приближение, модель парного взаимодействия [12] применяется для определения температуры Кюри, согласно которой T_c определяется из суммы парного взаимодействия ближайших соседей. Температура Кюри сплавов $Ni_{1-c}Mn_c$ выражается следующим образом:

$$T_c = P_{NiNi} T_{NiNi} + P_{NiMn} T_{NiMn} + P_{MnMn} T_{MnMn},$$

где P_{NiNi} , P_{NiMn} и P_{MnMn} – среднее относительное число пар атомов Ni-Ni, Ni-Mn и Mn-Mn на двух ближайших узлах решетки, T_{NiNi} , T_{NiMn} и T_{MnMn} – члены пропорции при энергии взаимодействий $(-2J_{ij}S_iS_j)$ пар атомов Ni-Ni, Ni-Mn и

Мп-Мп, соответственно. Относительное число разных пар на ближайших соседствах зависит от содержания сплава и от степени атомного порядка. Эти числа в разупорядоченном состоянии выражаются в виде

$$P_{NiNi} = (1-c)^2, P_{NiMn} = 2c(1-c) \text{ и } P_{MnMn} = c^2.$$

Используя измерения температуры Кюри, параметры парного взаимодействия T_{NiNi} , T_{NiMn} и T_{MnMn} определяются как 631, 193 и -4840К, соответственно, с помощью метода наименьших квадратов, где T_{NiNi} равен температуре Кюри.

4. Заключение

Если двойной температурный переход ПМ-ФМ-СС обнаружен в настоящей работе и в ряде других работ, то аналогичный переход ПМ-АФМ-СС обнаружен впервые. Определение T_N для двух сплавов Ni-Mn проведено впервые. Оба перехода от ФМ или АФМ фазы в фазу СС носят возвратный характер, когда СС сосуществует с ФМ или АФМ фазой. Несмотря на условное разделение возвратного СС (FSG и AFSG, рис.3) от обычного СС (SG), все же во всей концентрационной области возникновения СС действует кластерный механизм формирования СС.

Хотелось бы отметить важность полученных результатов с точки зрения существующих до сих пор данных в литературе. Сопоставляя ход кривых магнитных превращений в диаграмме фазового равновесия [13] и зависимость намагниченности от c_{Mn} [14], можно заметить, что невозможен ФМ при $c_{Mn} > 40\%$ даже в упорядоченных сплавах. В упорядоченных сплавах ФМ состояние исчезает около 35% Мп [9], а при $c_{Mn} \geq 30\%$ переходит в АФМ фазу, в разупорядоченном состоянии [5,6]. Значение $c_{Mn} = 30\%$ является порогом возникновения АФМ.

Существует мнение [15-18], что эквиатомный состав 50% Мп в закаленном состоянии не АФМ и только после отжига превращается в АФМ состояние, что не сходится с нашими данными, имея в виду ход кривой T_N на рис.3.

В заключение следует отметить, что АФМ область Ni-Mn сплавов нуждается в дальнейшем детальном изучении.

Автор считает своим долгом выразить искреннюю благодарность В.И.Гоманькову и Б.Н.Третьякову за обсуждения в ходе выполнения работы, а также С.В.Шульпековой за помощь в эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.S.Kouvel, C.D.Graham. J. Phys. Chem. Solids, 11, 220 (1959).
2. P.A.Beck. Progr. Mater. Sci., 23, 1 (1978).
3. W.Abdul-Razzaq, J.S. Kouvel. Phys. Rev. B, 35, 1764 (1987).
4. W.Abdul-Razzaq, M.Wu. J. Appl. Phys., 69, 5078 (1991).
5. А.Дж.Гезалиян, С.В.Шульпекова. Письма в ЖЭТФ, 54, 48 (1991).
6. O.Moze, T.S.Hicks, P.Blanckenhagen. J. Magn. Magn. Mat., 42, 103 (1984).

7. Г.А.Такзей. Автореферат докторской диссертации. Киев, ИМФ, 1988.
8. В.И.Гоманьков, Б.Н.Третьяков, В.И.Клейнерман. ЖЭТФ, 88, 1827 (1985).
9. В.И.Гоманьков, А.Дж.Гезальян, Б.Н.Третьяков и др. ФММ, 12, 49 (1990).
10. J.W.Cable, H.R.Child. Phys. Rev.B, 10, 4607 (1974).
11. H.Tange, T.Tokunaga, M.Goto. J. Phys. Soc. Japan, 45, 105 (1978).
12. T.Mizoguchi, M.Akimitsu, S.Chkazumi. J. Phys. Soc. Japan, 34, 932 (1973).
13. Р.Бозорт. Ферромагнетизм, М., ИИЛ, 1956.
14. М.Хансен, К.А.Андерко. Структура двойных сплавов. М., Металлургияиздат, т.2, 1962.
15. T.Lin, D.Mauri, N.Stand, C.Hwang, J.K.Howard, G.L.Gorman. Appl. Phys. Lett., 65, 1183 (1994).
16. S.Mao, S.Gangopadhyay, N.Amin, T.Murdock. Appl. Phys. Lett., 69, 3593 (1996).
17. S.Mao, N.Amin, T.Murdock. J. Appl. Phys., 83, 6807 (1998).
18. C.Loch, W.Mass, V.Ocker, K.Roll. J. Appl. Phys., 85, 4460 (1999).

ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆՈՒՅԹԸ ՉԿԱՐԳԱՎՈՐՎԱԾ

Ni-Mn ՀԱՄԱՉՈՒՂՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ա.Ջ. ԳՅՈՉԱԼՅԱՆ, Ա.Ա. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Նեյտրոնատարակտորային անալիզի և մագնիսական ընկալունակության չափման մեթոդներով ուսումնասիրված են չկարգավորված Ni-Mn համաձուլվածքների մագնիսական հատկությունները լայն կոնցենտրացիոն տիրույթում: Հայտնաբերվել են հետադարձ ջերմաստիճանային անցումները ֆեռո- և անտիֆեռոմագնիսական վիճակներից սպինային ապակու վիճակի: Հատուկ ուշադրություն է նվիրվել անտիֆեռոմագնիսականությանը և ճշտվել է նրա առաջացման c_{Mn}^0 կրիտիկական կոնցենտրացիան: Կառուցվել է մագնիսական վիճակների դիագրամը և հաստատվել է սպինային ապակու կազմավորման կլաստերային մեխանիզմը հարակից մագնիսական վիճակներից:

NATURE OF MAGNETISM IN DISORDERED Ni-Mn ALLOYS

A.J. GYOZALYAN, A.A. SAHAKYAN

Magnetic properties of disordered Ni-Mn alloys in a large concentration range are investigated by the neutron diffraction technique and by measuring the magnetic susceptibility. The reentrant temperature transitions from ferro- and antiferromagnetic states to the spin glass state are observed. A special attention is concentrated on antiferromagnetism and the critical concentration c_{Mn}^0 of its beginning is refined. The magnetic states diagram is plotted and a cluster mechanism of spin glass formation from adjacent magnetic states is established.

УДК.539.2

ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ОБЛУЧЕНИЯ ГРАФИТА УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА СВОЙСТВА СИНТЕЗИРУЕМЫХ АЛМАЗНЫХ ПОРОШКОВ

М.Е. АРУСТАМОВА¹, В.Б. ГАВАЛЯН¹, Э.А. КОЧИНЯН¹,
А.Е. МИРЗОЯН¹, Г.Д. МОВСЕСЯН¹, Г.В. НАВАСАРДЯН¹,
М.А. ОГАНЕСЯН¹, Н.П. АРУТЮНЯН²

¹Ереванский физический институт

²Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 21 января 2004 г.)

Исследованы радиационные эффекты в графите при облучении его ультрарелятивистским электронным пучком, обеспечивающим различные дозы облучения. Установлено, что предварительное облучение графита электронным пучком увеличивает прочность синтезируемых из него алмазных порошков. Проведены исследования спектральных характеристик облученного и необлученного графита и синтезированного из них алмаза. Выявлено, в частности, что амплитуды спектральной линии дифрактограммы графита и соответственно синтезированного из него алмаза меняются, что свидетельствует об их структурных изменениях.

1. Введение

Как известно, углерод существует в двух основных модификациях – в виде кристаллических графита и алмаза. При определенных давлениях и температурах или облучении возможен фазовый переход одной модификации в другую. Для синтеза искусственных графита и алмаза необходимо свободному атому углерода сообщить, соответственно, энергии 336 кДж/моль либо 403.2 кДж/моль и перевести в возбужденное sp^2 либо sp^3 спектроскопическое состояние. При дополнительном поглощении неквадрантной энергии образуются валентные sp^2 или sp^3 состояния. При этом образовавшиеся вытянутые sp^2 и sp^3 орбитали перекрываются с орбиталями соседних атомов, образуя плотные модификации графита или алмаза [1].

В гексагональном графите три валентных электрона образуют сильную σ -связь (1.42 Å) с конфигурацией гибридной орбитали sp^2 , а один валентный электрон – слабую π -связь (3.35 Å), за счет которой графит приобретает слоистую структуру. В отличие от графита в алмазе 4 атома углерода располагаются в пространстве определенным симметричным образом, так что каждый атом углерода помещается в центре тетраэдра, образованного атомами,

являющимися его ближайшими соседями. Алмаз является типичным примером вещества с тетрагональной ковалентной связью с длиной связи 1,54 Å.

К настоящему времени путем облучения нейтронными пучками в атомных реакторах исследованы изменения физических свойств графита, таких как электропроводность, упругие и диамагнитные свойства [2].

В настоящей работе исследовано воздействие ультрарелятивистских электронных пучков на графит и синтезированный из него алмаз.

2. Эксперимент

Для проведения эксперимента была сконструирована установка, которая обеспечивала равномерное облучение электронным пучком графита двух марок (синтетический – ГСМ и малозольный – ГМЗ).

Четыре партии графита каждой марки облучались четырьмя разными дозами – $1.3 \cdot 10^{21}$, $2.6 \cdot 10^{21}$, $5.2 \cdot 10^{21}$ и $7.8 \cdot 10^{21}$ рад. Каждая партия графита тщательно перемешивалась в равных весовых количествах с никель-марганцевым катализатором. Из полученной таким образом реакционной шихты изготавливались цилиндрические образцы, которые помещались в контейнеры из литографического камня. Синтез алмаза производился традиционным способом посредством промышленного аппарата высокого давления ДАО-138.

Процесс синтеза управлялся с помощью ЭВМ. Отделение поликристаллического алмазного порошка из синтезированных спеков осуществлялось химической обработкой. Процент выхода алмазного порошка определялся по отношению его веса к весу реакционной шихты. В дальнейшем определялась зернистость алмазных порошков, фракционированием их при помощи стандартных сит.

С помощью полуавтоматического дифрактометра ДРОН-2 были проведены рентгеновские исследования облученного и необлученного графита и алмазных порошков, синтезированных из графита. Образцы для исследования отбирались из различных фракций и изготавливались в виде твердых таблеток (для графита) и в виде порошков разных зернистостей (для алмаза). Исследуемый образец в виде шайбы или прессованного в кювете порошка с плоской поверхностью устанавливался в гониометрической приставке ГП-4, предназначенной для крупнозернистых образцов, так, чтобы главная ось проходила через облучаемую поверхность. Использовалось излучение рентгеновской трубки с кобальтовым анодом. Это излучение давало относительно слабый флуоресцирующий фон, что позволяло обнаруживать слабые дифракционные линии. Использовалась рентгеновская трубка 1.2БСВ-22-Со в следующем режиме работы: напряжение на трубке 30 кВ, анодный ток 40 мА. Первичное рентгеновское излучение монохроматизировалось плоским графитовым монохроматором типа МГЦ-РД-60 с рабочей плоскостью (002). При расчетах дифрактограмм применялась усредненная величина длин волн спектрального дублета Со K_{α_1} и K_{α_2} , равная $\lambda_{\text{ср.}} = 0.179026$ нм. Фокусировка

осуществлялась по схеме Брэгга-Брентано на стандартном гониометре ГУР-5. Вращение образца осуществлялось сцинтилляционным блоком детектирования БДС-6-05, способным детектировать линии достаточно слабой интенсивности. Дифрактограммы снимались в области углов $50^\circ < \alpha < 150^\circ$.

3. Результаты

На рис.1 представлена зависимость амплитуды спектральной линии рентгенофазового анализа графита от дозы предварительного облучения. Из рисунка видно, что изменения в амплитуде спектральной линии рентгенофазового анализа в зависимости от дозы облучения неодинаковы для двух марок графита ГСМ и ГМЗ.

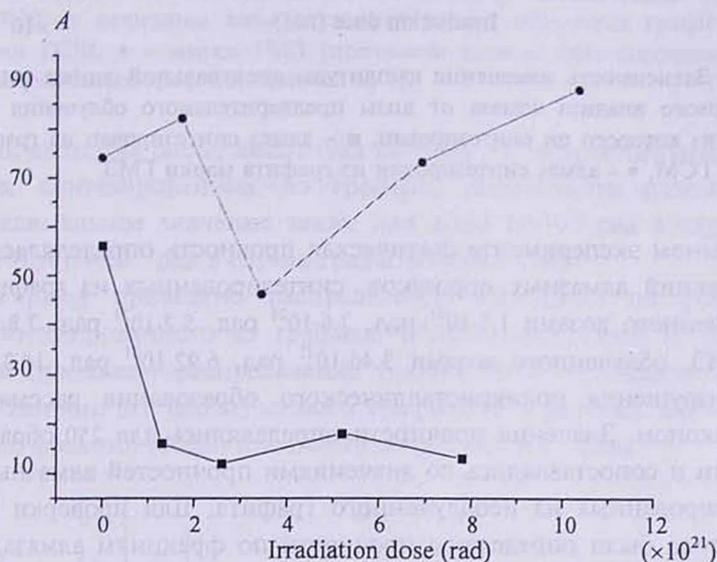


Рис.1. Зависимость изменения амплитуды спектральной линии рентгенофазового анализа графита от дозы облучения: ■ — графит марки ГСМ, ● — графит марки ГМЗ.

Аналогичный график приведен на рис.2 для алмазных порошков, синтезированных из графита, предварительно облученного различными дозами. Приведенные графики соответствуют сигналу в плоскостях (100) (угол $2\theta = 34,8^\circ$) для графита и (111) (угол $2\theta = 51,3^\circ$) для алмаза. Сигналы в остальных плоскостях также наблюдались, но не представлены в виде графиков ввиду того, что они малы.

Для алмазных порошков, которые представляют поликристаллические частицы разных размеров (фракции), характерной величиной является прочность, определяемая нагрузкой, при которой происходит разрушение алмазных поликристаллических образований [1].

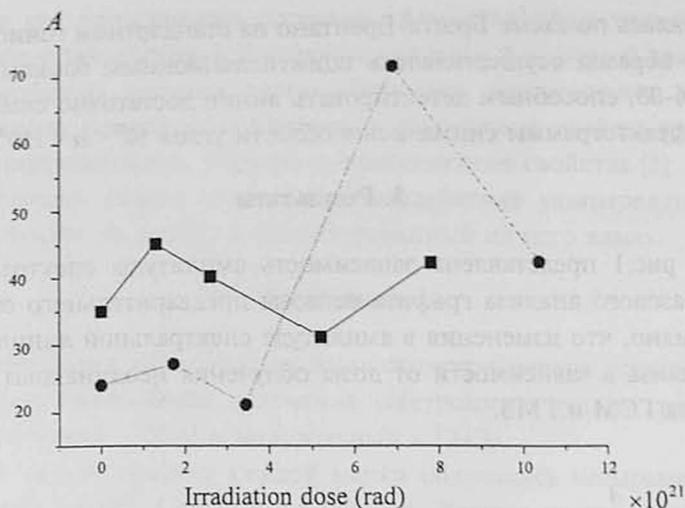


Рис.2. Зависимость изменения амплитуды спектральной линии рентгенофазового анализа алмаза от дозы предварительного облучения графита, из которого он синтезирован. ■ – алмаз синтезирован из графита марки GSM, ● – алмаз синтезирован из графита марки GMZ.

В данном эксперименте статическая прочность определялась для различных фракций алмазных порошков, синтезированных из графита марки GSM, облученного дозами $1.3 \cdot 10^{21}$ рад, $2.6 \cdot 10^{21}$ рад, $5.2 \cdot 10^{21}$ рад, $7.8 \cdot 10^{21}$ рад и графита GMZ, облученного дозами $3.46 \cdot 10^{21}$ рад, $6.92 \cdot 10^{21}$ рад, $10.38 \cdot 10^{21}$ рад. Картина разрушения поликристаллического образования рассматривалась под микроскопом. Значения прочности определялись для 250 образцов каждой фракции и сопоставлялись со значениями прочностей алмазных порошков, синтезированных из необлученного графита. Для проверки использованного метода были определены прочности по фракциям алмаза, синтезированного из необлученного графита марки GSM. Прочность по фракциям сравнивалась со значениями по ГОСТу для соответствующих фракций. Результаты представлены на рис. 3, 4 и 5.

На рис.3 приведена зависимость прочности от дозы предварительного облучения графита GSM и GMZ для фракции 160/125. По оси ординат отложено отношение значения прочности алмазных порошков, синтезированных из графита, облученного различными дозами, к значению прочности алмазных порошков, синтезированных без предварительного облучения. Прочность алмазных порошков, синтезированных из необлученного графита, принималась за 1. Из рисунка видно, что для алмазных порошков, синтезированных из графита GSM, облученного разными дозами, прочность при дозе $1.3 \cdot 10^{21}$ рад увеличивается в 1.8 раза. Для алмазных порошков, синтезированных из графита марки GMZ, облученного разными дозами, прочность равна 1.4 при дозе облучения $6.9 \cdot 10^{21}$ рад.

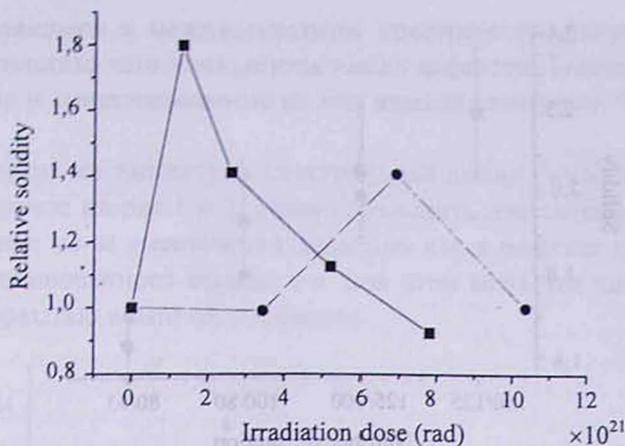


Рис.3. Зависимость относительной величины прочности алмаза фракции 160/125 от величины дозы предварительного облучения графита: ■ – марки ГСМ, ● – марки ГМЗ (прочность алмаза, синтезированного из необлученного графита, принята за 1).

Как видно из рис.2, амплитуда сигнала на дифрактограммах алмазных порошков, синтезированных из графита, облученного разными дозами, имеет максимальное значение также для дозы $1.3 \cdot 10^{21}$ рад в случае графита марки ГСМ и $6.9 \cdot 10^{21}$ рад в случае графита марки ГМЗ.

На рис.4 приведено распределение прочности по фракциям для алмаза, синтезированного из графита, облученного дозой $1.3 \cdot 10^{21}$ рад. Для сравнения приведено распределение прочности по фракциям для алмаза, синтезированного из необлученного графита. Из рисунка видно, что даже для мелких фракций (80/63) прочность возрастает в 1,5 раза.

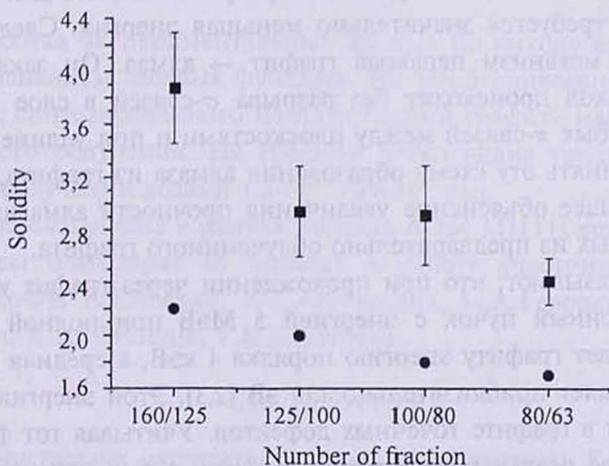


Рис.4. Распределение прочности по фракциям для алмаза, синтезированного из облученного графита (доза облучения $1.3 \cdot 10^{21}$ рад). ■ – алмаз, синтезированный из облученного графита, ● – значения прочности по ГОСТу.

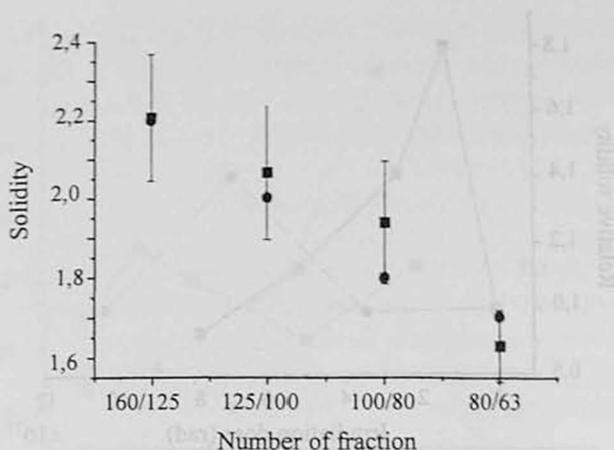


Рис.5. Распределение прочности по фракциям для алмаза, синтезированного из необлученного графита. ■ – алмаз, синтезированный из необлученного графита, ● – значения прочности по ГОСТу.

На рис.5 представлено распределение прочности по фракциям для алмаза, синтезированного из необлученного графита. Кружками обозначены значения прочности по ГОСТу.

Получение синтетических алмазов из свободных атомов углерода возбуждением атома углерода из состояния s^2p^2 в состояние sp^3 предполагает следующую схему. При воздействии высоких температур кристаллическая решетка графита разрушается и графит переходит в атомарное состояние, а затем часть этих атомов образует гибридные орбитали sp^3 , которые обеспечивают зародышеобразование алмаза. Этому процессу соответствует поглощенная энергия 403.2 кДж/моль. Ряд экспериментов [4,5] показал, что для появления зародышей алмаза требуется значительно меньшая энергия. Следовательно, существует другой механизм перехода графит \rightarrow алмаз. Он заключается в том, что этот переход происходит без разрыва σ -связей в слое графита, а лишь разрывом слабых π -связей между плоскостями и при удлинении σ -связи в слое. Если принять эту схему образования алмаза из графита, то можно предложить следующее объяснение увеличения прочности алмазных порошков, синтезированных из предварительно облученного графита.

Расчеты показывают, что при прохождении через графит ультрарелятивистский электронный пучок с энергией 5 МэВ при полной остановке максимально передает графиту энергию порядка 4 кэВ, а средняя передаваемая энергия составляет приблизительно 130 эВ [2,3]. Этой энергии достаточно для образования в графите точечных дефектов. Учитывая тот факт, что в работе использованы реальные кристаллы графита, а они изначально могут содержать дефекты типа атомов углерода в межплоскостном пространстве, а также типа свободных вакансий в междоузлиях, можно допустить, что существует вероятность того, что возбужденные энергией электронов атомы уг-

лерода, находящиеся в межплоскостном пространстве, могут заполнить вакансии, в результате чего уменьшится число дефектов. Таким образом, кристаллы графита и синтезированные из них алмазы становятся более совершенными [1].

Изменение же амплитуды спектральной линии рентгенофазового анализа, наблюдаемое на рис.1 и 2, можно объяснить изменением межплоскостного расстояния из-за уменьшения дефектов как в решетке графита, так и в решетке синтезированного алмаза, т.к. при этом меняется число атомов, создающих дифракцию в данной плоскости.

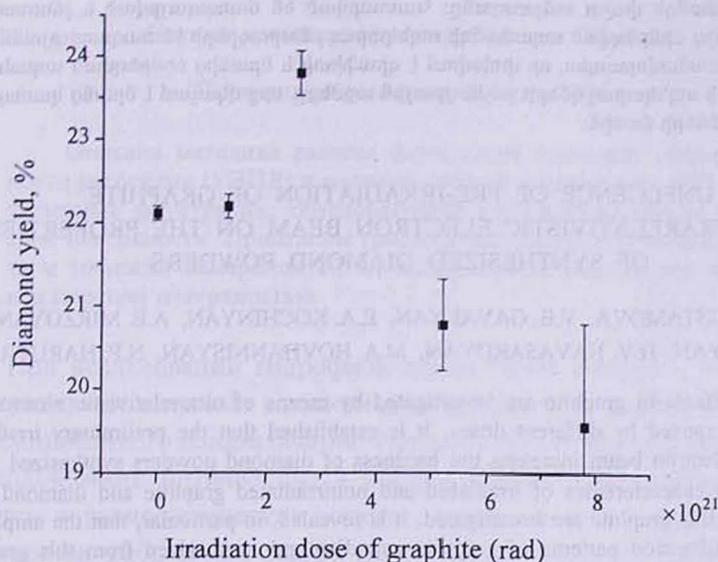


Рис.6. Зависимость выхода алмаза от дозы облучения графита.

Обработка экспериментальных данных по выходу алмаза была проведена с применением весовых функций. На рис.6 приведена зависимость выхода алмаза, синтезированного из пяти партий графита марки ГСМ, от дозы радиационного облучения. На графике четко видна тенденция увеличения выхода при облучении дозами $1.3 \cdot 10^{21}$ и $2.6 \cdot 10^{21}$ рад.

Работа выполнена в рамках проекта А-264 МНТЦ совместно с ЕГУ.

Авторы благодарят за помощь в работе участников проекта – сотрудников ЕрФИ Р.З.Абелян, Х.С.Арутюнян, М.А.Геворкян, А.А.Матосьян, Э.В.Пирузян, К.Ш.Оганяна, Г.В.Хачатряна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Синтез сверхтвердых материалов (под ред. Н.В.Новикова). Киев, Наукова думка, 1986.
2. Дж.Динс, Дж.Винйард. Радиационные эффекты в твердых телах. М., ИИЛ, 1960.
3. Экспериментальная ядерная физика (под ред. Э.Серге), т.1, М., ИИЛ, 1955.
4. М.С.Роло, J.Cirfe, et al. Appl. Phys. Lett., 67, 435 (1995).
5. J.Narayan et al. J. Appl. Phys., 71, 127 (1992).

ՈՒՆԵՐԱՌԵԼԱՍԻՎԻՍԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՁՈՎ ԳՐԱՖԻՏԻ
ՆԱՆՆԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅՅՄԱՆ ԱՉԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԻՆԹԵԶՎԱԾ
ԱԴԱՄԱՆԴԵ ՓՈՇԻՆԵՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Մ.Ե. ԱՌՈՒՍԱՄՎԱ, Վ.Բ. ԳԱՎԱԼՅԱՆ, Է.Ա. ԲՈՉԻՆՅԱՆ, Ա.Ե. ՄԻՐԶՈՅԱՆ,
Գ.Դ. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Հ.Վ. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ, Մ.Ա. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ,
Ն.Պ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Հետազոտված են ճառագայթման տարբեր չափաբաժիններ ապահովող ուլտրառելյատիվիստական էլեկտրոնային փնջի տակ գրաֆիտում ի հայտ եկող ճառագայթումային երևույթները: Հայտնաբերված է, որ էլեկտրոնային փնջով գրաֆիտի նախնական ճառագայթումը մեծացնում է սինթեզված ադամանդե փոշու ամրությունը: Կատարված են ճառագայթված և չճառագայթված գրաֆիտի և նրանից սինթեզված ադամանդի սպեկտրալ բնութագրերի հետազոտությունները: Բացահայտված է, մասնավորապես, որ փոխվում է գրաֆիտի և նրանից սինթեզված ադամանդի դիֆրակտոգրամների սպեկտրալ գծերի լայնության շրջանը, որը վկայում է նրանց կառուցվածքային փոփոխությունների մասին:

UNFLUENCE OF PRE-IRRADIATION OF GRAPHITE
BY ULTRARELATIVISTIC ELECTRON BEAM ON THE PROPERTIES
OF SYNTHESIZED DIAMOND POWDERS

M.E. ARUSTAMOVA, V.B. GAVALYAN, E.A. KOCHINYAN, A.E. MIRZOYAN,
G.D. MOVSESYAN, H.V. NAVASARDYAN, M.A. HOVHANNISYAN, N.P. HARUTJUNYAN

Radiation effects in graphite are investigated by means of ultrarelativistic electron beams. Irradiation was exposed by different doses. It is established that the preliminary irradiation of graphite by the electron beam increases the hardness of diamond powders synthesized from this graphite. Spectral characteristics of irradiated and nonirradiated graphite and diamond powders synthesized from this graphite are investigated. It is revealed, in particular, that the amplitudes of spectral line of diffraction patterns of graphite and diamond synthesized from this graphite are changed.

УДК 551.48

ФЛУКТУАЦИИ РАССЕЯННОГО И ИЗЛУЧЕННОГО СИГНАЛОВ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

К.С. МОСОЯН

Научно-производственный институт "Комета"

(Поступила в редакцию 2 марта 2004 г.)

Описана методика расчета флуктуаций удельной эффективной поверхности рассеяния (УЭПР) и радиояркой температуры (РТ) с учетом низкочастотных флуктуаций, обусловленных крупномасштабным волнением морской поверхности. Приведены графики зависимости фоновой чувствительности и точности измерения РТ от аппаратурных параметров и скорости ветра над морской поверхностью.

При исследовании гидрофизических полей океана и поверхности суши открываются широкие возможности применения радиофизических методов дистанционного зондирования. Наряду с развитием методов, основанных на использовании оптического и инфракрасного диапазонов, широко применяются и радиофизические методы, преимущества которых обусловлены возможностью работы при любых погодных условиях и в любое время суток. Причем все эти свойства характерны как для радиолокационных, так и для радиотеплолокационных систем, работающих в сверхвысокочастотном диапазоне.

При дистанционном зондировании информативными параметрами могут служить различные характеристики рассеянного и собственного радиоизлучения. Задача часто сводится к обеспечению необходимой точности измерения среднего значения удельной эффективной поверхности рассеяния (УЭПР) (σ) и радиояркой температуры (T_s) морской поверхности (МП).

Точность измерения среднего значения УЭПР морской поверхности. В работе [1] мы рассматривали вопросы повышения точности измерения среднего значения УЭПР, обусловленные модуляцией рассеянного сигнала углами крупномасштабных морских волн и высокочастотными флуктуациями. В работе [2] обсуждаются вопросы точности измерения среднего значения УЭПР, обусловленные только высокочастотными флуктуациями. Влияние нестабильности (модуляции) коэффициента усиления на чувствительность радиометрических систем рассмотрено в работе [3].

Точность измерения рассеянного сигнала на выходе энергетического приемника будет определяться как квадратный корень от суммы среднеквад-

ратичных отклонений высокочастотных и низкочастотных флуктуаций при условии их статистической независимости. Абсолютная погрешность (пороговая чувствительность) измерения среднего значения УЭПР, обусловленная низкочастотными и высокочастотными флуктуациями, запишется в виде:

$$\delta\sigma = \sqrt{[\delta\sigma_h^0(N)]^2 + [\delta\sigma_l^0(d, V)]^2}, \quad (1)$$

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

Разделив обе части выражения (1) на σ^0 , получим относительную пороговую чувствительность по измерению среднего значения УЭПР:

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

Величина дисперсии низкочастотных флуктуаций при их усреднении по элементу разрешения d определяется как [4]

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

где $1+\beta$ определена как контрастная чувствительность в относительных единицах [1], $\delta\sigma_l^0$ – среднеквадратичное отклонение низкочастотных флуктуаций рассеянного сигнала при $d \ll \Lambda$ (Λ – средняя длина гравитационных волн МП), $\psi_l(d, V)$ – коэффициент ослабления флуктуаций при пространственном усреднении, V – скорость ветра.

При усреднении флуктуационного процесса среднеквадратичное значение среднего выборочного определяется выражением [5]

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

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 записать в следующем виде:

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

где $\delta\sigma^0(d, \tau)$ – среднеквадратичное отклонение УЭПР с учетом пространственного и временного усреднения, Δf – ширина спектра рассеянного сигнала, τ – время усреднения, ΔF_l – ширина спектра низкочастотных флуктуа-

ций, обусловленных модуляцией УЭПР уклонами крупных волн.

В большинстве случаев $\tau \leq 1c$, а ΔF_i меняется в пределах до нескольких Гц [6], поэтому число низкочастотных независимых реализаций по времени не превышает 2, т. е. уменьшение второго члена под корнем в выражении для β осуществляется, в основном, пространственным усреднением. Естественно, 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.

Важно отметить, что при наборе соответствующего количества высокочастотных независимых реализаций предельная точность измерения среднего значения ЭПР определится разрешающей способностью радиолокационной системы.

На рис.1 приведена относительная погрешность измерения УЭПР для случая вертикально поляризованного сигнала [4] при угле облучения $40-70^\circ$, обусловленная флуктуациями высокочастотных и низкочастотных составляющих спектра рассеянных сигналов при $\tau = 1c$ (а) и $\tau = 0,1c$ (б). Основной вклад в общую дисперсию, как и следовало ожидать, вносят низкочастотные составляющие при размере элемента разрешения менее Λ . Однако с увеличением размера элемента разрешения ($d > \Lambda$) преобладает вклад высокочастотных составляющих.

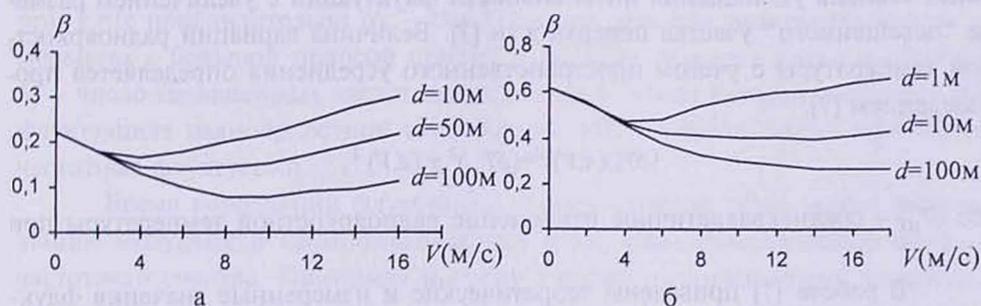


Рис.1. Относительная погрешность измерения УЭПР, обусловленная флуктуациями высокочастотных и низкочастотных составляющих спектра рассеянных сигналов при $\tau = 1c$ (а) и $0,1c$ (б).

Таким образом, наличие низкочастотных флуктуаций ЭПР при определенных условиях приводит к ухудшению точности измерения среднего значения рассеянного сигнала. При малых значениях d (менее средней длины волны гравитационных крупных волн на поверхности моря — Λ) и больших значениях τ (больше $1c$), в основном, они определяют предельное значение точности измерения среднего значения рассеянного сигнала.

Точность измерения среднего значения радиояркостной температуры морской поверхности. Рассмотрим вопросы точности измерения среднего зна-

чения радиояркой температуры, обусловленные временными флуктуациями морской поверхности, путем оценки этих флуктуаций в реальных условиях наблюдения. Ошибка измерения радиояркой температуры δT_a определяется суммой среднеквадратичных значений двух независимых процессов

$$\delta T_a = \sqrt{[\delta T_{a,h}(N)]^2 + [\delta T_{a,l}(d, V)]^2}, \quad (4)$$

где $\delta T_{a,h}(N)$ – среднеквадратичное отклонение радиояркой температуры, обусловленное высокочастотными флуктуациями, с учетом усреднения по N независимым реализациям, $\delta T_{a,l}(d, V)$ – среднеквадратичное отклонение, обусловленное модуляцией крупномасштабных волн, с учетом усреднения по пространству.

Ниже рассмотрим флуктуации радиояркой температуры на выходе детектора в зависимости от размера элемента разрешения на поверхности и параметров волнения морской поверхности в стационарных условиях наблюдения.

Как и в случае активной локации [4], определим функцию ослабления флуктуаций радиоизлучения в виде

$$\chi(d, V) = \sqrt{R_\chi(0)},$$

где $R_\chi(0)$ – функция корреляции излучательной способности, характеризующая степень уменьшения интенсивности флуктуаций с увеличением размера “освещенного” участка поверхности [7]. Величина вариаций радиояркой температуры с учетом пространственного усреднения определяется произведением [7]

$$[\delta T_{a,l}(d, V)]^2 = (\delta T_{a,l})^2 \chi(d, V)^2,$$

где $\delta T_{a,l}$ – среднеквадратичное отклонение радиояркой температуры при $d \ll \Lambda$.

В работе [7] приведены теоретические и измеренные значения флуктуаций радиоизлучения моря на сантиметровых волнах. Из работы следует, что максимальная величина флуктуаций наблюдается при направлении наблюдения, нормальном к фронту морской волны, и при настильных углах наблюдения на вертикальной поляризации (при $\tau = 1$ с) точечная дисперсия радиояркой температуры $\delta T_{a,l} = (7,0 - 7,5)$ К и на горизонтальной $\delta T_{a,l} = (3,5 - 4,0)$ К. При направлении наблюдения вдоль фронта волны флуктуации яркой температуры минимальны и составляют $\delta T_{a,l} = (1,0 - 1,5)$ К.

На рис.2а представлена функция ослабления флуктуаций для трехмерной регулярной модели [7]. Видно, что при $d > 100$ м и среднем волнении ($V \geq 4$ м/с) флуктуации существенно сглаживаются, т.е. флуктуаций ослабляются более чем в 10 раз. При слабых волнениях функция ослабления имеет крутой спад и уменьшается до 10 раз при размере элемента разрешения < 10 м.

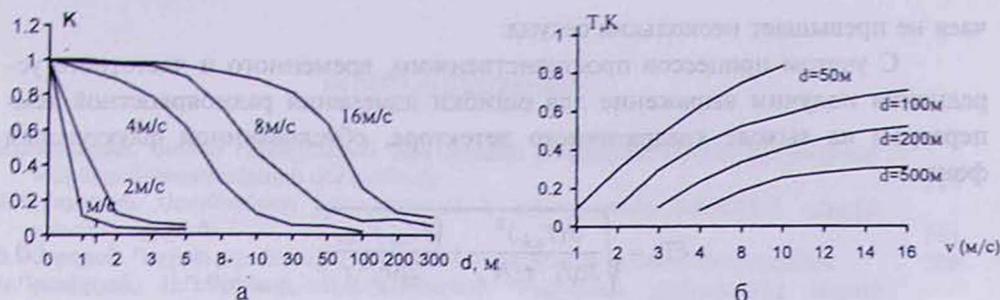


Рис.2. а) Зависимость функции ослабления флуктуаций собственного излучения от степени волнения и разрешающей способности на МП. б) Чувствительность по измерению радиояркой температуры в зависимости от размера элемента разрешения и степени волнения ($\tau = 1с$).

Рассмотрим уменьшение высокочастотных флуктуаций радиояркой температуры в процессе временного усреднения (интегрирования). Для оценки уменьшения (δT_{ah}) воспользуемся известным выражением

$$\delta T_{ah}(N) = \frac{\delta T_{ah}}{\sqrt{2N}}, \quad (5)$$

где $N = N_\tau = \Delta f_h \cdot \tau$ при временном усреднении, Δf_h – ширина спектра высокочастотных флуктуаций, τ – время наблюдения (накопления).

Время корреляций высокочастотного случайного процесса ~ 4 мс [6], следовательно, для радиометрических систем число независимых реализаций при $\tau = 1с$ приблизительно $N_\tau \sim 250$. Отметим, что при радиометрических измерениях с большой полосой приема и средних размерах пятна разрешения N_f – число независимых частотных реализаций имеет большое значение и во флуктуациях радиояркой температуры МП основной вклад дают низкочастотные флуктуации.

Время корреляции флуктуаций низкочастотной компоненты, обусловленное модуляцией крупномасштабных волн, определяется полосой низкочастотного спектра. Принимая ширину спектра низкочастотных флуктуаций собственного излучения моря равной ширине спектра низкочастотных флуктуаций рассеянного сигнала, запишем уменьшение низкочастотных флуктуаций собственного излучения, обусловленное крупномасштабным волнением с учетом временного усреднения, в виде

$$\delta T_{al}(N) = \frac{\delta T_{al}}{\sqrt{2\Delta F \cdot \tau}}, \quad (6)$$

где $\delta T_{al}(N)$ – среднеквадратичное отклонение радиояркой температуры с учетом временного усреднения, обусловленного низкочастотными флуктуациями.

Однако уменьшение низкочастотных флуктуаций, как таковое, в данном случае не имеет места. Это связано с тем, что ширина полосы низкочастотного спектра меньше 1 Гц, а время накопления для практических слу-

чаев не превышает нескольких секунд.

С учетом процессов пространственного, временного и частотного усреднения получим выражение для ошибки измерения радиояркостной температуры на выходе квадратичного детектора, обусловленной флуктуацией фона:

$$\delta T_a = \sqrt{\frac{\delta(T_{ah})^2}{2\Delta f_h \cdot \tau \cdot N_f} + \frac{(\delta T_{aj})^2 \chi_i^2}{2\Delta F_l \cdot \tau}} \quad (7)$$

При учете аппаратурных флуктуаций под корнем в формуле (7) появится третий член $-(\delta T_r)^2$ [3].

Согласно этой формуле, на рис.2б приведены кривые δT_a , построенные в зависимости от размера элемента разрешения и степени волнения морской поверхности для вертикальной поляризации при настильных углах наблюдения и времени интегрирования $\tau = 1$ с.

Анализ формулы (7) показывает, что основной вклад в дисперсию флуктуаций радиояркостной температуры при $\tau = 1$ с вносят низкочастотные флуктуации. В случае, когда низкочастотные флуктуации существенно сглажены путем пространственного усреднения (которое имеет место в экспериментах, выполненных с искусственных спутников Земли, когда $d \geq 1$ км), величина пороговой чувствительности по измерению среднего значения радиояркостной температуры ограничивается только дисперсией аппаратурных и высокочастотных флуктуаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.С.Мосоян, Г.И.Мариносян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 342 (2003).
2. Р.К.Мур, Ф.Т.Улаби. ТИИЭР, 57, 240 (1969).
3. Н.А.Есепкина и др. Радиотелескопы и радиометры. М., Наука, М., 1972.
4. С.В.Переслегин. Физика атмосферы и океана, 6, 610 (1975).
5. H.Ray. Microwave J., 9, 63 (1966).
6. А.А.Загородников. Радиотехника и электроника, 3, 477 (1972).
7. Н.М.Цейтлин и др. Препринт ИРЭ АН СССР, №6, 1974.

FLUCTUATIONS OF SCATTERED AND SELF-RADIATED SIGNALS OF SEA SURFACE

K.S. MOSOYAN

The method of counting of effective scattering cross-section and radiobrightness temperature fluctuations is described, taking into account the low-frequency fluctuations caused by large scale disturbance. The background sensitivity and accuracy of measurement of radiobrightness temperature curves versus apparatus parameters and wind speed are presented.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Գ.Ա.Մուրադյան. Ատոմի էներգիական մակարդակի բնակեցվածության էվոլյուցիայի Դոպլերյան-կոտորակային վերածնունդը.	355
Բ.Ա.Գրիգորյան. Մասնիկների խմբավորումն և արագացումը CANDLE-ի գծային արագացուցիչում.	361
Ս.Թ.Գևորգյան. Դաշտի քվանտային դինամիկան երկֆոտոն կլանող միջավայրում. . .	366
Ռ.Խ.Դրանվիյան, Ա.Դ.Գրինտի, Ա.Վ.Դարրանտ. Դոպլերյան լայնացումից ազատ ճարտդեյի պտույտի սպեկտրները Rb-ի գոլորշիներում հանդիպակած լուսային փնջերի համակարգում.	373
Մ.Գ.Բարսեղյան, Ա.Ա.Կիրակոսյան. Լույսի կլանումը քվանտային կետերի երկչափ գերցանցում էլեկտրական դաշտում.	380
Ա.Խ.Սանասեյան. Դիրքից կախված արդյունաբար զանգվածով մասնիկի վիճակները քվանտային փոստում.	384
Վ.Մ.Հարությունյան, Վ.Վ.Բունիաթյան, Մ.Գ.Տրավաճյան, Լ.Ա.Միքայելյան, Պ.Սուրբիայան. Հոսանքի անցման մոդելը սիլիցիումկարբիդային կերամիկական միկրոկառուցվածքներում.	389
Դ.Դ.Վարդանյան, Ա.Յ.Սակարյան, Շ.Ժ.Մարտիրոսյան, Գ.Գ.Նիկողոսյան. Կիսահաղորդչային բազմավիճակ պլազմայում մակրոսկոպիկ ֆլուկտուացիայի չեզոք-կայուն վիճակը.	398
Ա.Զ.Գյոզալյան, Ա.Ա.Սահակյան. Մագնիսականության բնույթը չկարգավորված Ni-Mn համաձուլվածքներում.	402
Ս.Ե.Առուստամովա, Վ.Բ.Գավալյան, Է.Ա.Քոչինյան, Ա.Ե.Միրզոյան, Գ.Դ.Մովսեսյան, Դ.Վ.Նավասարդյան, Մ.Ա.Հովհաննիսյան, Ն.Պ.Հարությունյան. Ուլտրառեյալտի-վիստական էլեկտրոնային փնջով գրաֆիտի նախնական ճառագայթման ազդեցությունը սինթեզված աղամանդե փոշիների հատկությունների վրա.	409
Կ.Ս.Մոսոյան. Ծովի մակերևույթի ցրման և ճառագայթման ազդանշանների ֆլուկտուացիաները.	417

CONTENTS

G.A.Muradyan. Doppler-fractional revival of evolution of atomic energy level population.	355
B.A.Grigoryan. Particle bunching and acceleration in the linear accelerator of CANDLE.	361
S.T.Gevorgyan. Quantum dynamics of the field in two-photon absorbing medium.	366
R.Kh.Drampyan, A.D.Greentree, A.V.Durrant. Doppler-free spectra of the nonlinear Faraday rotation in Rb vapor in the scheme of counter-propagating light beams. . .	373
M.G.Barseghyan, A.A.Kirakosyan. Light absorption of two-dimensional quantum-dot-superlattice in electric field.	380
A.Kh. Manaselyan. States of particle with position-dependent effective mass in a quantum well.	384
V.M.Aroutiounian, V.V.Buniatyan, M.G.Travadjyan, L.A.Mikaelyan, P.Soukiassyan. Model of current transport in SiC ceramic microstructures.	389
H.H.Vardanyan, A.H.Makaryan, Sh.J.Martirosyan, G.G.Nikoghosyan. Neutral – steady states of macroscopical fluctuation in semiconductor multistable plasma. . .	398
A.J.Gyozalyan, A.A.Sahakyan. Nature of magnetism in disordered Ni-Mn alloys.	402
M.E.Arustamova, V.B.Gavalyan, E.A.Kochinyan, A.E.Mirzoyan, G.D.Movsesyan, H.V.Navasardyan, M.A.Hovhannisyan, N.P.Harutjunyan. Unfluence of previous irradiation of graphite by ultrarelativistic electron beam on the properties of synthesized diamond powders.	409
K.S.Mosoyan. Fluctuations of scattered and self-radiated signals of sea surface.	417

СОДЕРЖАНИЕ

Г.А.Муральян. Дробное Доплер-возрождение эволюции населенности энергетического уровня атома.	355
Б.А.Григорян. Банчировка и ускорение частиц в линейном ускорителе CANDLE.	361
С.Т.Геворгян. Квантовая динамика поля в двухфотонно поглощающей среде.	366
Р.Х.Драмбян, А.Д.Гринтри, А.В.Даррант. Бездоплеровские спектры фарадеевского вращения в парах Rb в схеме встречных световых пучков.	373
М.Г.Барсесян, А.А.Киракосян. Поглощение света двумерной сверхрешеткой из квантовых точек в электрическом поле.	380
А.Х.Манаселян. Состояния частицы с зависящей от положения эффективной массой в квантовой яме.	384
В.М.Арутюнян, В.В.Буниатян, М.Г.Траваджян, Л.А.Микаелян, П.Сукиасян. Модель переноса тока в микроструктурах карбидкремниевой керамики.	389
Г.Г.Варданян, А.А.Макарян, Ш.Ж.Мартirosян, Г.Г.Никогосян. Нейтрально-устойчивое состояние макроскопической флуктуации в полупроводниковой мультстабильной плазме.	398
А.Дж.Гёзальян, А.А.Саакян. Природа магнетизма в разупорядоченных Ni-Mn сплавах.	402
М.Е.Арустамова, В.Б.Гавальян, Э.А.Кочинян, А.Е.Мирзоян, Г.Д.Мовсесян, Г.В.Навасардян, М.А.Оганесян, Н.П.Арутюнян. Влияние предварительного облучения графита ультрарелятивистским электронным пучком на свойства синтезируемых алмазных порошков.	409
К.С.Мосоян. Флуктуации рассеянного и излученного сигналов морской поверхности.	417

Тираж 150. Сдано в набор 10.11.2004.

Подписано к печати 24.11.2004. Печ. л. 4,5.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.