

Исследовались спектральный состав излучения, пороговый ток, ватт-амперные характеристики, распределение интенсивности ближнего и дальнего поля излучения, а также несоответствие параметров решетки в гетеролазерах по методике [5].

Несоответствие параметров решетки активного слоя InGaAsP и InP для исследованных образцов составляло $\pm 0.02\%$ при комнатной температуре.

На рис. 1 приведены типичные ватт-амперная характеристика и спектры излучения одного из лазеров в непрерывном режиме при комнатной температуре с шириной полоска 8 мкм и длиной резонатора 170 мкм. Минимальный пороговый ток составлял 30 мА при 300 К. Дифференциальная квантовая эффективность в обе стороны была 24%, мощность излучения 3—4 мВт при $2I_{\text{п}}$. Из рис. 1 видно, что спектр излучения при токе $1.2 I_{\text{п}}$ и более состоит практически из одной продольной моды.

На рис. 2 представлены типичные картины распределения интенсивности излучения ближнего (а) и дальнего (б) полей. Видно, что для таких лазеров характерна одна поперечная мода с расходимостью излучения в плоскости, параллельной плоскости гетерогранице $\theta_{\parallel} = 12^\circ$, и в перпендикулярной плоскости $\theta_{\perp} = 50^\circ$. Толщина активной области для этого лазера составляла 0.5 мкм, $I = 50$ мА.

Таким образом, данная работа демонстрирует перспективность гибридной технологии получения полосковых зарощенных гетеролазеров на основе ДГС InGaAsP/InP. Дальнейшее совершенствование гибридной технологии позволит с хорошей воспроизводимостью получать гетеролазеры с пороговыми токами 5—10 мА.

В заключение авторы выражают благодарность Ж. И. Алферову за полезные дискуссии и постоянное внимание и интерес к данной работе.

Литература

- [1] Ж. И. Алферов, М. Г. Васильев, Е. Голюкова и др. Письма ЖТФ, 8, 680 (1982).
- [2] Ж. И. Алферов, М. Г. Васильев, А. Т. Гореленок и др. Тез. докл. III Всес. конф. по физическим процессам в п/п гетероструктурах, 2, 26. Одесса (1982).
- [3] O. Mikami, H. Nakagome, Y. Yamauchi, H. Kanbe. Electron. Lett., 18, 237 (1982).
- [4] W. Ng, C. S. Hong, H. Manasevit, P. D. Dapkus. Appl. Phys. Lett., 39, 188 (1981).
- [5] Н. А. Берт, А. Т. Гореленок, А. Г. Дзигасов и др. ФТП, 16, 60 (1982).

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
8 сентября 1982 г.

УДК 53 : 51

ЭФФЕКТ РЕЗОНАНСНОГО ЗАХВАТА СПИНОВЫХ ЧАСТИЦ

В. Г. Широносков

Большое внимание в последнее время уделяется задачам движения спиновых частиц в электромагнитных полях [1-4]. Их решение основано на совместном рассмотрении спинового уравнения

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \frac{\mu}{\hbar} [\mathbf{S} \times \mathbf{H}] \quad (1)$$

и уравнении силы, действующей на частицу с собственным магнитным моментом $\mu = \mu\mathbf{S}$

$$\mathbf{F} = \mu \nabla (\mathbf{S} \cdot \mathbf{H}) + \mathbf{F}_0 \quad (2)$$

где первый член в этой форме обусловлен потенциальной энергией $U = -(\mu \cdot \mathbf{H})$, а \mathbf{F}_0 другими членами [1, 2].

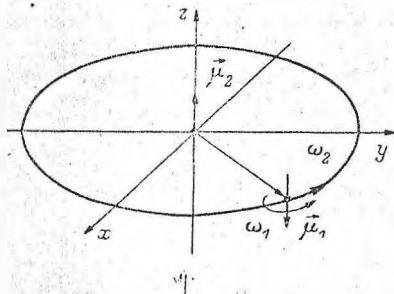
Наличие магнитных моментов существенно влияет на характер движения частиц [1-4]. В частности, Козорез [3] показал, что учет магнитных моментов выше дипольного приводит к устойчивости орбитального движения одной частицы вокруг другой (рис. 1).

Ранее обнаруженное устойчивое орбитальное движение сферического образца монокристалла железиттриевого граната (ЖИГ) в условиях ферромагнитного резонанса [5, 6]

является частным случаем рассматриваемых задач, так как в первом приближении сферу ЖИГ можно считать точечным магнитным диполем. Это наводит на мысль о возможности устойчивого движения дипольных частиц в резонансных неоднородных электромагнитных полях за счет колоссальности величины пондеромоторного действия в резонансной области [5, 7-9]. Оценим возможность такого движения.

Строгое решение задачи о движении анизотропного образца ЖИГ в условиях резонанса с учетом неоднородностей магнитных полей весьма затруднено. Сложность обусловлена нелинейностью как уравнений движения намагниченности, так и нелинейностью уравнений движения самого образца в частных производных. Поэтому ограничимся здесь дипольным приближением. Это приближение справедливо для размеров образца, много меньших длины волны и радиуса его круговой орбиты, что выполнялось в нашем случае ($d\lambda^{-1}, dr_0^{-1} \sim 10^{-2}$ [5, 6]).

Рис. 1. Устойчивость в системе двух магнитов по Козорезу [3].



Поместим диполь с магнитным моментом $\mu_1 \approx M_1 V$ в неоднородное электромагнитное поле с $\mathbf{H} \approx (H_1 \cos \omega t, H_1 \sin \omega t, H_0(r))$, где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ и \mathbf{H} — поле в месте расположения образца ЖИГ [6] между полюсными наконечниками магнита. Используя выражения (1), (2) и дополняя их диссипативным членом из модифицированного уравнения Блоха для ферромагнетиков [10], получим

$$\frac{d\mu_1}{dt} \approx \gamma [\mu_1 \times \mathbf{H}] - \omega_r (\mu_1 - \mu_{10}), \quad (3)$$

$$\mathbf{F} \approx \nabla (\mu_1 \cdot \mathbf{H}). \quad (4)$$

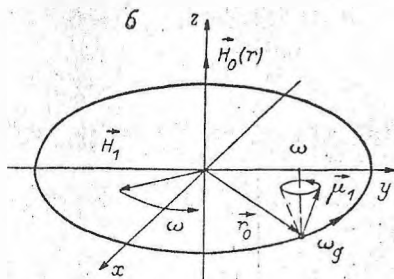
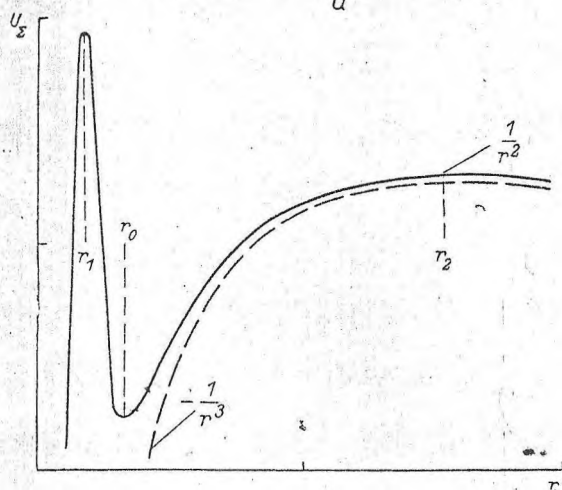


Рис. 2. Усредненная эффективная энергия макроскопической спиновой частицы, находящейся в неоднородном магнитном поле ($\sim \mu_2 r^{-3} i_z$) и ВЧ резонансном поле (частота $\omega = |\gamma| \mu_2 r^{-3}$), с учетом диссипации (а) и ее возможное устойчивое движение в точке r_0 при резонансном захвате (б).

Будем рассматривать нерелятивистское приближение $v \ll c$ и $\omega_g \ll \omega_r \ll \omega$, где ω_g — частота орбитального движения диполя. В этом случае можно воспользоваться методом разделения переменных (быстрых ω и медленных ω_g, r). Считая медленные переменные x, y «замороженными», из уравнения (3) и его решений [10, 11] для среднего значения (4) получим ($H_0 \gg H_1$)

$$\langle \mathbf{F} \rangle |_{t=2\pi\omega^{-1}} \approx \mathbf{F}_1 = \nabla (\mu_{1z} H_0). \quad (5)$$

Данная задача фактически свелась к задаче о движении точечной частицы в поле потенциальной энергии

$$U_{\text{н}} = -\mu_{1z} H_0 = -\mu_{10} H_0 \left(1 - \frac{\gamma^2 H_1^2}{\Delta\omega^2 + \omega_r^2 + \gamma^2 H_1^2} \right), \quad (6)$$

где $\Delta\omega = \omega - |\gamma| H_0$.

Задавая неоднородность поля полем диполи $H_0 \sim \mu_{20} r^{-3}$, для $U_{\text{н}}$ имеем

$$U_{\text{н}} = -\frac{\mu_{10}\mu_{20}}{r^3} \left(1 - \frac{\gamma^2 H_0^2}{(\Delta\omega(r))^2 + \omega_r^2 + \gamma^2 H_0^2} \right). \quad (7)$$

Из зависимости $U_{\text{л}}(r) = U_{\text{л}} + U_{\text{н}}$ (рис. 2, а) следует возможность возникновения устойчивых состояний движения (рис. 2, б), замеченных ранее при ФМР [5, 6], при $r_1 < r \leq r_2$, где $U_{\text{н}}$ — центробежный вклад, а r_1 удовлетворяет уравнению $\omega = |\gamma| \mu_{20} r_1^{-3}$.

Таким образом, неустойчивую систему с потенциальной энергией типа $\sim r^{-3}$ можно стабилизировать магнитным резонансным взаимодействием. Данная ситуация является частным случаем задач стабилизации неустойчивости с помощью диссипативных и неконсервативных сил [12]. В принципе возможен захват в резонансное состояние и на кратных частотах — гармониках 2ω , 3ω и т. д., если учесть нелинейные члены взаимодействий в уравнениях (3), (4). Это приведет к набору дискретных орбит по r .

Аналогичный резонансный захват, по-видимому, возможен и для других частиц, обладающих дипольными моментами и спинами, к примеру электрические диполи, ядерные псевдомгнитные диполи, так как уравнения движения [13, 14] при классическом рассмотрении будут по своему виду аналогичны уравнениям (3), (4).

Литература

- [1] И. М. Тернов, В. А. Бордовицын. УФН, 132, 345 (1980).
- [2] В. Г. Багров, В. А. Бордовицын. Изв. вузов, Физика, № 2, 67 (1980).
- [3] В. В. Козорез. Изв. АН СССР, сер. МТТ, № 4, 29 (1974).
- [4] В. В. Козорез. ДАН СССР, 232, 1055 (1977).
- [5] А. И. Филатов, В. Г. Широносков. Изв. вузов, Физика, № 1, 138 (1977).
- [6] В. Г. Широносков. Деп. ВИНТИ, № 2035-79 (1979).
- [7] В. Г. Широносков. ЖТФ, 51, 192 (1981).
- [8] В. Г. Широносков. В кн.: Тез. Всес. конф. по физике магнитных явлений, П9-7, 259. Харьков (1979).
- [9] В. Г. Широносков. УФЖ, 25, 1742 (1980).
- [10] А. Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. «Наука», М. (1973).
- [11] Дж. Нейк. Парамагнитный резонанс. «Мир», М. (1965).
- [12] Д. Р. Меркин. Введение в теорию устойчивости движения. «Наука», М. (1971).
- [13] И. Е. Тамм. Основы теории электричества. «Наука», М. (1976).
- [14] В. Г. Показаньев, Г. В. Скроцкий. УФН, 129, 615 (1979).

Ижевский
государственный медицинский институт

Поступило в Редакцию
10 октября 1982 г.

УДК 532.78

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ РОСТА НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ В ПРОТОЧНОЙ СИСТЕМЕ

А. А. Щетинин, О. Д. Козенков, А. И. Дунаев

В настоящей работе приводятся новые результаты экспериментальных исследований скорости роста нитевидных кристаллов (НК) кремния в стандартном хлоридном процессе в широком интервале пересыщений и поперечных размеров при температуре 1050 °С. В качестве агента-растворителя для инициирования их роста по механизму пар—жидкость—кристалл (ПЖК) использовались опилки меди (99.99%), помещаемые на монокристаллические подложки кремния (111). Для исследования кинетики роста применялась методика «меток времени» [1]. Скорость роста определялась как отношение длины НК выше метки к времени роста. Точность измерения длины в оптическом микроскопе ММР-2Р составляла 0.5 мкм, диаметра 0.2 мкм. Мольное отношение исходных реагентов в газовой фазе $n = M_{\text{SiCl}_4} / M_{\text{H}_2}$ изменялось в пределах от 0.0025 до 0.1.

Нами обнаружено влияние густоты НК (число их на единице поверхности подложки) на скорость роста, которое обусловлено недостатком питания из газовой фазы. С увеличением