ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1978

Издается с 1966 г.
Периодичность—6 номеров в год.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Ց. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան *(պատասխանատու խմբագրի տեղակալ)*, Գ. Մ. Գարիբյան *(պատասխանատու խմբագիր)*, Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսեսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան *(պատասխանատու քարտուղար)*, Է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Է. Է. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), *Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян* (ответственный редактор), *Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян* (ответственный секретарь)

Խմբագրության հասցեն՝ 375019, Երևան 19, Բարեկամության, 24 գ, հեռ. 56-08-31

Адрес редакции: 375019, Ереван-19, Барекамутян, 24 г., тел. 56—08—31

© Издательство АН Армянской ССР, 1978 г.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 431—438 (1978)

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ОДНОРОДНОГО СВЧ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ В САМОСОГЛАСОВАННЫХ ПОЛЯХ

Г. Г. МАТЕВОСЯН

Рассмотрены потери энергии заряженных частиц на излучение низкочастотных волн, закон дисперсии которых полностью определяется сильным СВЧ полем. Показано, что в случае относительно слабых полей потери на излучение таких волн отсутствуют.

В последнее время в ряде работ [1—5] исследовался вопрос о влиянии внешней электромагнитной волны на излучение, создаваемое пробным зарядом в плазме. В работах [2—4] авторы считали, что пробная частица осциллирует в поле внешней волны, но на электромагнитные характеристики плазмы СВЧ поле не оказывает влияния. С другой стороны, в работах [1, 5] скорость движения частицы принимается постоянной (тяжелая частица), но учитывается изменение дисперсионных свойств плазмы под влиянием СВЧ поля. Вопрос о возможности излучения электромагнитных волн релятивистской заряженной частицей в изотропной плазме обсуждался в работах [6, 7].

Во всех вышеупомянутых работах авторы пренебрегали осцилляциями ионов в поле внешней волны и интересовались потерями энергии заряженной частицы на излучение электронных продольных волн, считая, что ионы образуют равномерно распределенный нейтрализующий фон.

В настоящей работе учитывается смещение ионов в медленных самосогласованных продольных полях, т. е. их поляризация, но по-прежнему считается, что ионы не осциллируют во внешнем СВЧ поле.

1. Общие соотношения

Рассмотрим пробную частицу, движущуюся через плазму, которая помещена во внешнее однородное электрическое поле, изменяющееся по закону

$$\mathbf{E}^{(0)}(t) = \mathbf{E}_0 \sin \omega_0 t. \tag{1}$$

Предположение об однородности поля оправдано, если соответствующая частоте ω_0 длина волны велика по сравнению со всеми характерными размерами неоднородностей в плазме.

Как известно, потери энергии заряженной частицы определяются работой электрического поля $\mathbf{E}$, создаваемого в среде. За единицу времени частица теряет энергию [8]

$$\frac{dW}{dt} = q\mathbf{u} < \mathbf{E} >, \tag{2}$$

где скорость частицы $\mathbf{u}$ считается постоянной. Предположение о постоянстве скорости означает, что, с одной стороны, частица является достаточно тяжелой и ее осцилляторным движением в СВЧ поле можно пренебречь, с другой стороны, она является достаточно быстрой, так что энергия излучаемых волн мала по сравнению с энергией частицы [1]. Влияние СВЧ поля (1) проявляется в изменении дисперсионных свойств плазмы. Поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в формуле (2) является потенциальным и берется в точке нахождения частицы, а угловые скобки означают усреднение по периоду СВЧ поля.

Потенциал частицы находим из уравнения Пуассона и системы линеаризованных кинетических уравнений Власова. Используя преобразование Фурье, эти уравнения запишем в виде

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + i\mathbf{k}\mathbf{v} f_\alpha + \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\mathbf{E}_0 \sin\omega_0 t \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} - i\mathbf{k}\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\varphi\frac{\partial F_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0, \tag{3}$$

$$k^2\varphi = 4\pi\sum_\alpha e_\alpha \int d\mathbf{v} f_\alpha + \frac{4\pi q}{(2\pi)^3} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{u}t}, \tag{4}$$

где $f_\alpha(\mathbf{k}, \mathbf{v}, t)$ — возмущение функции распределения частиц сорта α, возникающее из-за наличия пробной частицы, $F_\alpha(\mathbf{v}, t)$ — функция распределения частиц плазмы в невозмущенном состоянии.

Далее, следуя методу, указанному в работах [1, 5, 9], для потерь получим общее выражение

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -i\frac{4\pi q^2}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{k}\frac{\mathbf{k}\mathbf{u}}{k^2}\frac{1+\delta\varepsilon_e(0)[1-J_0^2(a)]}{1+\delta\varepsilon_e(0)+\delta\varepsilon_i(0)+\delta\varepsilon_e(0)\delta\varepsilon_i(0)[1-J_0^2(a)]}, \tag{5}$$

где $\delta\varepsilon_\alpha(0) = \delta\varepsilon_\alpha(\mathbf{ku}, \mathbf{k})$ — вклад частиц сорта α в продольную диэлектрическую проницаемость, J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, $a = \mathbf{k}\mathbf{v}_E/\omega_0$, v_E — скорость осцилляции электронов во внешнем поле. При получении формулы (5) было принято, что ионы плазмы не осциллируют в поле внешней волны ($m_e/m_i \ll 1$), и было допущено, что имеют место неравенства

$$|n\omega_0 + \mathbf{ku}| \gg kv_{Ti},\ kv_{Te}, \tag{6}$$

где v_{Ti}, v_{Te} — соответственно тепловые скорости ионов и электронов, $n = 0, 1, 2\cdots$.

Так как действительные части продольных диэлектрических проницаемостей являются четными функциями волнового вектора k, а мнимые части — нечетными функциями, то в формуле (5) следует учесть только мнимую часть подынтегрального выражения, которая равна

$$\operatorname{Im}\frac{C}{D} = \operatorname{Im} C \operatorname{Re}\frac{1}{D} + \operatorname{Re} C \operatorname{Im}\frac{1}{D}, \tag{7}$$

где

$$C = 1 + \delta\varepsilon_e(0)[1 - J_0^2(a)],$$
$$D = 1 + \delta\varepsilon_e(0) + \delta\varepsilon_i(0) + \delta\varepsilon_e(0)\delta\varepsilon_i(0)[1 - J_0^2(a)]. \tag{8}$$

Первым слагаемым в соотношении (7) можно пренебречь, так как оно пропорционально мнимой части диэлектрической проницаемости и в окончательных результатах приведет к экспоненциально малым выражениям [см. ниже (11)].

Основной вклад в выражение (5) вносят области интегрирования, где мал знаменатель подынтегрального выражения. При этом в пределе, когда мнимая часть знаменателя стремится к нулю, справедливо соотношение [8]

$$\operatorname{Im}\frac{1}{D'+iD''}=-\pi\delta(D')\operatorname{sign}(D''), \tag{9}$$

где D' и D'' — соответственно действительная и мнимая части.

Из формулы (8) следует, что при $D''\to 0$ также должны стремиться к нулю и мнимые части диэлектрических проницаемостей: $\operatorname{Im}(\delta\varepsilon_e(0), \delta\varepsilon_i(0))\to 0$. При выполнении условий (6), которые в данном случае принимают вид

$$|\mathbf{ku}|\gg kv_{Ti},\ kv_{Te}, \tag{10}$$

в плазме с максвелловским распределением частиц мнимая часть $\delta\varepsilon_a(0)$ экспоненциально мала [8]:

$$\delta\varepsilon_a''(\mathbf{ku},\ \mathbf{k})=\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\mathbf{ku}}{kv_{Ta}}\frac{1}{k^2r_{Da}^2}e^{-\frac{(\mathbf{ku})^2}{k^2v_{Ta}^2}}. \tag{11}$$

Из выражения (11) видно, что в формуле (9) $\operatorname{sign}(D'')$ определяется знаком скалярного произведения $(\mathbf{ku})$. Следовательно, для потерь из формулы (5) получаем [9]

$$\frac{dW}{dt}=-\frac{4\pi q^2}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{k}\,\frac{\mathbf{ku}}{k^2}\left\{1+\delta\varepsilon_e'(0)\left[1-J_0^2(a)\right]\right\}\times$$

$$\times\,\delta\left[1+\delta\varepsilon_e'(0)+\delta\varepsilon_i'(0)+\delta\varepsilon_e'(0)\,\delta\varepsilon_i'(0)\left(1-J_0^2(a)\right)\right]\operatorname{sign}(\mathbf{ku}). \tag{12}$$

Заметим, что отличие между выражением в аргументе дельта-функции в формуле (12) и дисперсионным уравнением потенциальных колебаний плазмы в высокочастотном поле [10] состоит лишь в том, что дисперсионное уравнение содержит две независимые переменные ω и $\mathbf{k}$ (частоту и волновой вектор колебаний плазмы), а в аргументе дельта-функции фигурирует одна независимая переменная $\mathbf{k}$ (волновой вектор излучаемых частицей волн), а вместо частоты колебаний плазмы входит величина $\mathbf{ku}$. Равенство $\omega=\mathbf{ku}$, как известно [8], является условием резонансного взаимодействия пробной частицы с волной, имеющей частоту ω.

В соответствии с принятыми ограничениями (10) скорость частицы превышает тепловые скорости частиц плазмы. При этом для действительной части диэлектрических проницаемостей получаем [8]

$$\delta\varepsilon_a'(\mathbf{ku},\ \mathbf{k})=-\frac{\omega_{La}^2}{(\mathbf{ku})^2}. \tag{13}$$

Рассмотрим случай, когда частица движется параллельно СВЧ полю ($\mathbf{u} \uparrow\uparrow \mathbf{v}_E$). Подставим выражение (13) в формулу (12) и введем цилиндрическую систему координат с осью z, направленной вдоль $\mathbf{u}$. В результате получим

$$\frac{dW}{dt} = -q^2 u \int_0^\infty k_\perp dk_\perp \int_{-\infty}^{\infty} dk_\parallel \frac{k_1}{k_\parallel^2 + k_\perp^2} \left\{ 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{(k_\parallel u)^2} [1 - J_0^2(k_1 r_E)] \right\} \times$$

$$\times \delta \left\{ 1 - \frac{\omega_{Le}^2 + \omega_{Li}^2}{(k_\parallel u)^2} + \frac{\omega_{Le}^2 \omega_{Li}^2}{(k_\parallel u)^4} [1 - J_0^2(k_1 r_E)] \right\} \operatorname{sign}(k_\parallel). \qquad (14)$$

При интегрировании по $k_\perp$ введем обрезающий параметр k_0, смысл которого будет выяснен ниже, а оставшийся интеграл по $k_\parallel$ с помощью замены $k_\parallel \to -k_\parallel$ в интервале $(-\infty, 0)$ приведем к виду

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{q^2 u}{2 r_E^2} \int_0^\infty dx \ln\left(1 + \frac{k_0^2 r_E^2}{x}\right) \left\{ 1 - \frac{\alpha}{x} [1 - J_0^2(\sqrt{x})] \right\} \times$$

$$\times \delta \left\{ 1 - \frac{\alpha(1+m)}{x} + \frac{m\alpha^2}{x^2} [1 - J_0^2(\sqrt{x})] \right\}, \qquad (15)$$

где использованы обозначения: $x = (k_1 r_E)^2$, $\alpha = (\omega_{Le} r_E/u)^2$, $m = m_e/m_i \ll 1$.

Для того, чтобы найти те значения x, при которых аргумент дельта-функции обращается в нуль, запишем его в виде

$$1 - \frac{\alpha(1+m)}{x} + \frac{m\alpha^2}{x^2} [1 - J_0^2(\sqrt{x})] =$$

$$= \left\{ 1 - \frac{\alpha}{x} [1 + m J_0^2(\sqrt{x})] \right\} \left\{ 1 - \frac{\alpha m}{x} [1 - J_0^2(\sqrt{x})] \right\}. \qquad (16)$$

Приравнивая нулю каждый из множителей в соотношении (16), получаем

$$\frac{1}{m}\left(\frac{x}{\alpha} - 1\right) = J_0^2(\sqrt{x}), \qquad (17)$$

$$1 - \frac{x}{\alpha m} = J_0^2(\sqrt{x}). \qquad (18)$$

2. Потери. Сильные поля

Рассмотрим случай сильных полей, когда выполнено условие $(\omega_{Li} r_E/u)^2 \gg 1$ ($\alpha m \gg 1$). На рис. 1 представлены квадрат функции Бесселя и две прямые линии. Нижняя прямая соответствует функции, стоящей слева в уравнении (17), а верхняя прямая — функции, стоящей слева в уравнении (18). Функция Бесселя нулевого порядка с ростом x убывает и при больших значениях аргумента близка к нулю. При выполнении условия $\alpha m \gg 1$ прямые линии пересекают горизонтальную ось в точках, расположенных в области $x \gg 1$,

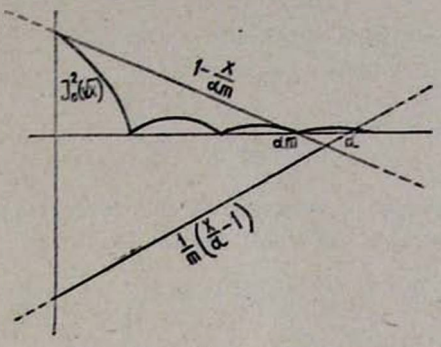


Рис. 1. Случай сильных полей.

$$x_1 = \alpha \gg 1, \tag{19}$$

$$x_2 = \alpha m \gg 1. \tag{20}$$

В этих точках аргумент функции Бесселя велик, а значения самой функции малы, так что $J_0^2(\sqrt{x_{1,2}}) \ll 1$. Поэтому точки пересечения прямыми графика функции Бесселя находятся близко к точкам (19) и (20), и в уравнениях (17) и (18) аргумент функции Бесселя можно заменить значениями (19) и (20). В результате корни уравнений (17) и (18) приближенно равны

$$x = \alpha[1 + m J_0^2(\sqrt{\alpha})], \tag{21}$$

$$x = \alpha m[1 - J_0^2(\sqrt{\alpha m})]. \tag{22}$$

Подставляя соотношения (21) и (22) в формулу (15), получаем

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{q^2 u}{2r_E^2}\int_0^\infty dx \ln\left(1+\frac{k_0^2 r_E^2}{x}\right)\left\{1-\frac{\alpha}{x}[1-J_0^2(\sqrt{x})]\right\}\times$$

$$\times\delta\left\{\left[1-\frac{\alpha}{x}(1+mJ_1^2(\sqrt{\alpha}))\right]\left[1-\frac{\alpha m}{x}(1-J_0^2(\sqrt{\alpha m}))\right]\right\}. \tag{23}$$

Остановимся здесь на вопросе о выборе обрезающего параметра k_0, который был введен выше. Из неравенств (10) с учетом тех значений x, которые определяются формулами (21) и (22), находим, что первому корню соответствует значение

$$k_0 = r_{De}^{-1}[1 + mJ_0^2(\omega_{Le} r_E/u)]^{1/2},$$

а второму корню —

$$k_0' = r_{Di}^{-1}[1 - J_0^2(\omega_{Li} r_E/u)]^{1/2}.$$

Произведем интегрирование в формуле (23), воспользовавшись известным свойством дельта-функции. В результате, ограничиваясь слагаемыми, линейными по малому параметру $m \ll 1$, получаем

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{q^2\omega_{Le}^2}{2u}\left\{\ln\left(1+\frac{k_0^2 r_E^2}{\alpha[1+mJ_0^2(\sqrt{\alpha})]}\right)J_0^2(\sqrt{\alpha})[1+m(2-J_0^2(\sqrt{\alpha m}))]-\right.$$

$$\left.-m\ln\left(1+\frac{k_0'^2 r_E^2}{\alpha m[1-J_0^2(\sqrt{\alpha m})]}\right)[1-J_0^2(\sqrt{\alpha m})]^2\right\}. \tag{24}$$

Величина $k_0^2 r_E^2/\alpha$, стоящая в аргументе логарифма, в соответствии с условием (10) велика по сравнению с единицей:

$$\frac{k_0^2 r_E^2}{\alpha} = \frac{k_0^2 u^2}{\omega_{Le}^2} \sim \frac{u^2}{v_{Te}^2} \gg 1. \tag{25}$$

Учитывая это неравенство и подставляя соответствующие выражения для α и m, в случае сильных полей окончательно получаем

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{q^2\omega_{Le}^2}{u} \ln\left(\frac{k_0 u}{\omega_{Le}}\left[1+\frac{m_e}{m_i} J_0^2\left(\frac{\omega_{Le} r_E}{u}\right)\right]^{-1/2}\right) J_0^2\left(\frac{\omega_{Le} r_E}{u}\right)\left|1+\frac{m_e}{m_i}\times\right.$$
$$\left.\times\left(2-J_0^2\left(\frac{\omega_{Le} r_E}{u}\right)\right)\right| + \frac{q^2\omega_{Li}^2}{u} \ln\left(\frac{k_0 u}{\omega_{Li}}\left[1-J_0^2\left(\frac{\omega_{Li} r_E}{u}\right)\right]^{-1/2}\right)\times$$
$$\times\left[1-J_0^2\left(\frac{\omega_{Li} r_E}{u}\right)\right]^2. \tag{26}$$

Первое слагаемое в формуле (26) определяет потери энергии на излучение электронных продольных волн с волновым вектором $k = \frac{\omega_{Le}}{u}\left[1+\frac{m_e}{m_i} J_0^2\left(\frac{\omega_{Le} r_E}{u}\right)\right]^{1/2}$ (см. (21)), а второе слагаемое — потери на излучение низкочастотных ионных продольных волн с волновым вектором $k = \frac{\omega_{Li}}{u}\left[1-J_0^2\left(\frac{\omega_{Li} r_E}{u}\right)\right]^{1/2}$ (см. формулу (22)). Заметим, что если влияние высокочастотного поля на закон дисперсии электронных волн относительно мало, то второе слагаемое в (26) полностью обусловлено СВЧ электрическим полем. Эта ветвь колебаний была обнаружена в работе [10], и в отсутствие СВЧ поля низкочастотные ионные волны с фазовыми скоростями, большими, чем тепловые скорости частиц, невозможны. Из формулы для потерь (26) видно, что при $r_E = 0$ множитель, стоящий во втором слагаемом, обращается в нуль (потери на излучение ионных волн отсутствуют), а первое слагаемое переходит в выражение для обычных поляризационных потерь частицы в плазме без внешнего поля [8]:

$$\left(\frac{dW}{dt}\right)_0 = -\frac{q^2\omega_p^2}{u} \ln\left(\frac{k_0 u}{\omega_p}\right), \tag{27}$$

где $\omega_p^2 = \omega_{Le}^2 + \omega_{Li}^2$, $k_0 = r_D^{-1}$.

3. Потери. Слабые поля

Рассмотрим теперь случай относительно слабых полей, когда выполнено условие $(\omega_{Li} r_E/u)^2 \lesssim 1$ ($\alpha m \lesssim 1$), но $(\omega_{Le} r_E/u)^2 \gg 1$ ($\alpha \gg 1$). Уравнение (18) в этом случае не имеет решений, так как прямая, соответствующая функции $1 - x/\alpha m$, не имеет точек пересечения с функцией Бесселя $J_0^2(\sqrt{x})$ (см. рис. 2). Решение (17) при этом практически не изменяется. В результате в формуле (24) остается только первое сла-

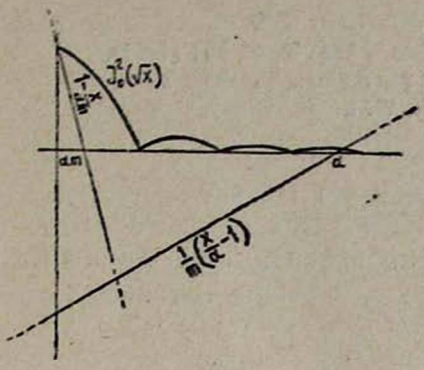


Рис. 2. Случай слабых полей.

гаемое, в котором $J_0^2(\sqrt{xm})$ можно разложить по степеням малого аргумента [11], ограничиваясь членами, пропорциональными квадрату амплитуды высокочастотного поля. Окончательно имеем

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{q^2\omega_{Le}^2}{u}\ln\left(\frac{k_0 u}{\omega_{Le}}\left[1+\frac{m_e}{m_i}J_0^2\left(\frac{\omega_{Le}r_E}{u}\right)\right]^{-1/2}\right)\times$$

$$\times J_0^2\left(\frac{\omega_{Le}r_E}{u}\right)\left[1+\frac{m_e}{m_i}\left(1+\frac{\omega_{Li}^2 r_E^2}{u^2}\right)\right]. \qquad (28)$$

В пределе $E_0 \to 0$ из формулы (28) следует выражение для обычных поляризационных потерь (27).

Таким образом, влияние высокочастотного поля ($\omega_0 > \omega_p$) на потери энергии частицы проявляется двояко. С одной стороны, изменяется закон дисперсии ленгмюровских волн и связанные с ними потери. С другой стороны, возникает излучение низкочастотных ионных волн, существование которых возможно только в высокочастотном поле [10]. При этом потери на излучение низкочастотных волн имеют обратный знак по отношению к поляризационным потерям (27), так что потери энергии частицы уменьшаются.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 22.III.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. М. Алиев, Л. М. Горбунов, Р. Р. Рамазашвили.* ЖЭТФ, 61, 1477 (1971).
2. *Т. Л. Тавдгиридзе, Н. Л. Цинцадзе.* ЖЭТФ, 58, 975 (1970).
3. *Y. Katayata.* J. Phys. Soc. Japan, 31, 959 (1971).
4. *Т. Л. Тавдгиридзе.* Изв. вузов, Радиофизика, 16, 869 (1973).
5. *Г. Г. Матевосян.* Краткие сообщения по физике, ФИАН, 7, 13 (1972).
6. *А. Ц. Аматуни* и др. Изв. АН АрмССР, Физика. 12, 244 (1977).
7. *Ж. М. Диасамидзе, Н. Л. Цинцадзе.* ЖТФ, 43, 1323 (1973).
8. *В. П. Силин, А. А. Рухадзе.* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Атомиздат, 1961.

9. *G. G. Matevosian.* Proc. XII Int. Conf. Phen. Ionized Gases, Eindhofen, 1975.
10. *Ю. М. Алиев, Б. П. Силин.* ЖЭТФ, 48, 901 (1965).
11. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Изд. Наука, М., 1971.

ԱՐՏԱՔԻՆ ՀԱՄԱՍԵՌ ԳԲՀ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՎՐԱ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ԻՈՆՆԵՐԻ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ԻՆՔՆԱՀԱՄԱԶԱՅՆԵՑՎԱԾ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ ՀԱՇՎԻ ԱՌՆԵԼՈՒ ԴԵՊՔՈՒՄ

Հ. Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված են լիցքավորված մասնիկի էներգիայի կորուստները բարձր հաճախության արտաքին էլեկտրական դաշտում–գտնվող պլազմայով անցնելիս։ Ցույց է տրված, որ ուժեղ արտաքին դաշտում իոնների շարժումը հաշվի առնելու դեպքում մասնիկը ճառագայթում է ցածր հաճախության ալիքներ, որոնց դիսպերսիայի օրենքը լրիվ բնորոշվում է արտաքին դաշտով։ Համեմատաբար թույլ դաշտերում այդ ճառագայթումը բացակայում է։

THE INFLUENCE OF HOMOGENEOUS SUPERHIGH-FREQUENCY ELECTRIC FIELD ON ENERGY LOSSES OF CHARGED PARTICLE IN PLASMA WITH DUE REGARD FOR IONS POLARIZATION

G. G. MATEVOSYAN

The influence of ions polarization on the energy losses of a heavy charged particle in a plasma placed in a high-frequency electric field has been considered. It is shown, that in the case of a strong external field the test particle emits low frequency waves.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 439—443 (1978)

ДВУХФОТОННОЕ МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКЕ ПРИ НАЛИЧИИ КВАНТОВОГО РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА

А. М. КАЗАРЯН, К. И. ОВАСАФЯН

Для тонких квантующих проволок вычислен коэффициент двухфотонного поглощения света. Получена явная зависимость коэффициента от частоты падающего излучения, а также от радиуса сечения проволоки. Найдено правило отбора для межзонных электронных переходов, как разрешенных, так и запрещенных.

В последние годы значительно возрос интерес к теоретическому исследованию взаимодействия сильной электромагнитной волны с полупроводником. В ряде работ [1, 2] было показано, что в резонансном приближении это взаимодействие приводит к существенной перестройке энергетического спектра носителей заряда. Характерным здесь является наличие щели, зависящей от угла между направлением импульса электрона и вектором напряженности электрического поля волны. С другой стороны, не менее интересным проявлением взаимодействия сильной волны с полупроводником являются многофотонные эффекты* (см., например, [6]). В частности, в работах [7—9] во втором порядке теории возмущений рассмотрено двухфотонное межзонное поглощение, что также представляет практический интерес в связи с общей проблемой получения инверсионной населенности носителей для генерации когерентного излучения. Из экспериментальных данных о двухфотонном поглощении в различных объектах, в частности, в полупроводниках, также можно получить богатую информацию о последних.

В работе [10] рассматривалась аналогичная задача при наличии одномерного квантового размерного эффекта (для тонкой квантующей полупроводниковой пленки) и было показано, что ограничение образца в одном направлении приводит к дополнительным эффектам, обусловленным квантованием движения носителей заряда в этом направлении. Поскольку состояние квазичастиц в проволоках определяется двумя дискретными и одним непрерывным квантовыми числами [11], то следует ожидать, что физические свойства, в том числе и оптические, таких сред будут существенно отличаться от аналогичных свойств массивных образцов и пленок. Поэтому представляет интерес изучение коэффициента двухфотонного межзонного поглощения света в тонкой квантующей проволоке.

Из-за ограничения проволоки в направлениях x и y движение носителей заряда в соответствующей зоне $j(v, c)$ характеризуется одномерным квазиимпульсом p_z и дискретными квантовыми числами s, l, заменяющими проекции P_x, P_y. В цилиндрических координатах волновая функция и

---

* В работах [3—5] влияние многофотонных эффектов рассмотрено в резонансном приближении.

спектр энергии электрона в тонкой проволоке с круглым сечением радиуса R и длиной L соответственно есть

$$\Psi_j(\rho, \varphi, z) = \frac{A_0}{L^{1/2}} U_{jk_j}(z)\, J_{|l|}(\lambda_s^{|l|}\rho/R) \exp(il\varphi) \exp(ik_j z), \tag{1}$$

$$E_v = -\frac{\hbar^2 k_v^2}{2m_{v\parallel}} - \frac{\hbar^2 (\lambda_s^{|l|})^2}{2R^2 m_{v\perp}}, \quad E_c = \frac{\hbar^2 k_c^2}{2m_{c\parallel}} + \frac{\hbar^2 (\lambda_{s'}^{|l'|})^2}{2R^2 m_{c\perp}} + E_G,$$

где E_G — ширина запрещенной зоны, $m_\perp$ и $m_\parallel$ — поперечная и продольная составляющие эффективной массы электрона в зоне $j(v, c)$, $U_{jk_j}(z)$ — одномерная функция Блоха, $\lambda_s^{|l|}$ — значение s-го корня функции Бесселя, k_j — волновой вектор вдоль оси проволоки, A_0 — нормировочный коэффициент, который есть

$$A_0 = \frac{\pi^{-1/2} R^{-1}}{J_{|l|+1}(\lambda_s^{|l|})}$$

(здесь за начало отсчета энергии принят потолок валентной зоны).

Вероятность двухфотонного оптического перехода из состояния валентной зоны v в состояние зоны проводимости c вычисляется по формуле [6]

$$W_{vc} = \frac{2\pi}{\hbar}\left\{\left(\frac{\langle v|\hat{Q}|c\rangle\langle v|\hat{Q}|v\rangle}{E_v - E_c + \hbar\omega}\right)^2 + \left(\frac{\langle c|\hat{Q}|c\rangle\langle c|\hat{Q}|v\rangle}{E_v - E_c + \hbar\omega}\right)^2\right\} \times \tag{2}$$

$$\times\, \delta(E_c - E_v - 2\hbar\omega).$$

Оператор взаимодействия излучения с веществом берется в виде

$$\hat{Q} = \frac{ie\hbar}{m_0 c}(\mathbf{A}\nabla),$$

где $\mathbf{A}$ — вектор-потенциал падающего излучения. Как было показано в работе [12], при однофотонном поглощении света в осцилляционной зависимости коэффициента в полупроводниковой проволоке при КРЭ основную роль играет поперечная составляющая волнового вектора света (падающий свет поляризован по оси проволоки). Таким образом, мы предполагаем, что поглощение сопровождается межзонным продольным переходом электрона и одновременным переходом на ближайший поперечный уровень.

Вычисления для матричных элементов дают

$$\langle c|\hat{Q}|v\rangle = \left\{\frac{8\pi e^2\hbar^3 K_{ll'}^{ss'}(q_\perp R)}{m_0^2 \varepsilon\omega V}\right\}^{1/2} P_{cv} \exp i(l - l')\left(\beta_1 + \frac{\pi}{2}\right)\delta_{kk'},$$

$$\langle v|\hat{Q}|v\rangle = \left\{\frac{8\pi e^2\hbar^3 K_{ll_l}^{ss_l}(q_\perp R)}{m_0^2 \varepsilon\omega V}\right\}^{1/2} k \exp i(l - l_l)\left(\beta_2 + \frac{\pi}{2}\right)\delta_{kk_l}, \tag{3}$$

$$\langle c|\hat{Q}|c\rangle = \left\{\frac{8\pi e^2\hbar^3 K_{l'l_l'}^{s's_l'}(q_\perp R)}{m_0^2 \varepsilon\omega V}\right\}^{1/2} k' \exp i(l' - l_l')\left(\beta_3 + \frac{\pi}{2}\right)\delta_{k'k_l'},$$

где β — угол между $\mathbf{q}_\perp$ и осью x,

$$K_{ll'}^{ss'}(q_\perp R) = \left\{ 2\int_0^1 \frac{J_{|l|}(\lambda_s^{|l|}x)\, J_{|l'|}(\lambda_{s'}^{|l'|}x)\, J_{l-l'}(q_\perp R x)\, x\, dx}{J_{|l|+1}(\lambda_s^{|l|})\, J_{|l'|+1}(\lambda_{s'}^{|l'|})} \right\}^2, \qquad (4)$$

P_{cv} — матричный элемент, относящийся к междузонным поперечным переходам электрона, рассчитанный между одномерными блоховскими множителями валентной зоны и зоны проводимости. В [12] исследовано поведение функции $K_{ll'}^{ss'}(q_\perp R)$ при $q_\perp R \ll 1$. Величина $K_{ll'}^{ss'}(q_\perp R)$ принимает максимальное значение при переходах между ближайшими продольными уровнями.

Предполагая, что

$$K_{ll'}^{ss'}(q_\perp R) = K_{ll'_1}^{ss'_1}(q_\perp R) = K_{l'l'_1}^{s's'_1}(q_\perp R),$$

и пользуясь выражениями (3), для вероятности перехода электрона из валентной зоны v в зону проводимости c получаем

$$W_{vc} = \frac{4\pi}{\hbar}\left(\frac{8\pi e^2\hbar^3 K_{ll'}^{ss'}(q_\perp R)}{m_0^2\omega V}\right)^2 \frac{k^2 |P_{cv}|^2\, \delta(\hbar^2k^2/2\mu_\parallel + E_{ll'}^{ss'} + E_G - 2\hbar\omega)}{(\hbar\omega - E_G - E_{ll'}^{ss'} - \hbar^2k^2/2\mu_\parallel)^2}, \qquad (5)$$

где

$$E_{ll'}^{ss'} = \frac{\hbar^2}{2R^2}\left\{\frac{(\lambda_s^{|l|})^2}{m_{v\perp}} + \frac{(\lambda_{s'}^{|l'|})^2}{m_{c\perp}}\right\}, \quad \mu_\parallel = \frac{m_{v\parallel}\, m_{c\parallel}}{m_{v\parallel} + m_{c\parallel}}.$$

Для того, чтобы получить полную межзонную вероятность поглощения при переходах между одномерными зонами и одновременного перехода между ближайшими продольными уровнями, необходимо проинтегрировать (5) по k, а затем просуммировать по l, l', s и s'. При вычислении коэффициента двухфотонного межзонного поглощения следует различать два случая:

для разрешенных переходов, когда $P_{cv}(0) \neq 0$, имеем

$$\alpha^{(1)} = \frac{2^7 e^4 N |P_{cv}(0)|^2 (2\mu_\parallel)^{3/2}}{m_0^4\omega^4 R^2 \varepsilon^{3/2} c} \sum_{ss'll'} (2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G)^{1/2} \times$$
$$\times |K_{ll'}^{ss'}(q_\perp R)|^2 \Theta(2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G); \qquad (6)$$

для запрещенных переходов, когда $P_{cv}(0) = 0$, $P'_{cv}(0) \neq 0$, имеем

$$\alpha^{(2)} = \frac{2^7 e^4 N |P'_{cv}(0)|^2 (2\mu_\parallel)^{5/2}}{m_0^4\omega^4 R^2 \varepsilon^{3/2} c} \sum_{ss'll'}{}' (2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G)^{3/2} \times$$
$$\times |K_{ll'}^{ss'}(q_\perp R)|^2 \Theta(2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G), \qquad (7)$$

где N — число фотонов в единице объема.

При сравнении коэффициентов двухфотонного и однофотонного поглощений света видно, что зависимость коэффициентов от частоты в обоих случаях носит ступенчатый характер. Однако между формой кривых коэффициентов однофотонного и двухфотонного поглощений света имеется существенное различие: так, например, для разрешенных переходов имеем

$$\alpha_{\text{од.}}^{(1)} \sim (\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G)^{-1/2}, \quad \alpha_{\text{дв.}}^{(1)} \sim (2\hbar\omega - E_{ll'}^{ss'} - E_G)^{1/2}.$$

Полученные выражения (6) и (7) можно упростить, учитывая, что для реальных полупроводников, как правило, $q_\perp R \ll 1$. Так, например, для $InSb$ $E_G \approx 0{,}2$ *эв*, $q_\perp = 10^4$ *см*$^{-1}$ и при $R = 10^{-5}$ *см* получаем $q_\perp R = 0{,}1$. Тогда

$$K_{ll'}^{ss'}(q_\perp R) = \delta_{ll'}\delta_{ss'} + (q_\perp R)^2(\delta_{l,l'+1} + \delta_{l,l'-1})\, B_{ll'}^{ss'}, \qquad (8)$$

где

$$B_{ll'}^{ss'} = \left[\int_0^1 \frac{J_{|l|}(\lambda_s^{|l|}x)\, J_{|l'|}(\lambda_{s'}^{|l'|}x)\, x^2\, dx}{J_{|l|+1}(\lambda_s^{|l|})\, J_{|l'|+1}(\lambda_{s'}^{|l'|})}\right]^2.$$

Подставляя (8) в (6), коэффициент двухфотонного поглощения можно представить в следующем виде:

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \alpha^{(0)}(\omega) + \Delta\alpha(\omega),$$

где в $\alpha^{(0)}(\omega)$ дают вклад междузонные переходы, для которых имеют место правила отбора $l = l'$, $s = s'$, а малая поправка $\Delta\alpha(\omega)$ обусловлена переходами, удовлетворяющими правилу отбора $l = l' \pm 1$.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Э. М. Казаряну за обсуждение полученных результатов.

Ереванский государственный университет
Ереванский политехнический институт

Поступила 24.XII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. П. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин.* ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. *В. Ф. Елесин.* ФТТ, 11, 1820 (1969).
3. *Ю. Н. Балкарей, Э. М. Эпштейн.* ФТТ, 17, 2312 (1975).
4. *В. Д. Блажин.* ФТТ, 17, 2325 (1975).
5. *С. Л. Арутюнян, Э. М. Казарян, Г. Р. Минасян.* ФТТ, 18, 2568 (1976).
6. *В. И. Бредихин, М. Д. Галанин, В. Н. Генкин.* УФН, 110, 3 (1973).
7. *R. Braunstein.* Phys. Rev., 125, 475 (1962).
8. *R. London.* Proc. Phys. Soc., 80, 956 (1962).
9. *Н. Г. Басов и др.* ЖЭТФ, 50, 551 (1966).
10. *В. Д. Продан, Я. А. Рознерица.* ФТП, 9, 145 (1975).
11. *В. А. Тавгер, П. Д. Блох, Е. Л. Фишман.* ФММ, 33, 1137 (1972).
12. *А. А. Киракосян, Э. М. Казарян.* ФТП, 10, 199 (1976).

ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՄԻՋԶՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Կ. Ի. ՀՈՎԱՍԱՖՅԱՆ

Բարակ քվանտացված լարում գրգռման տեսության երկրորդ մոտավորությամբ հաշվված է լույսի երկֆոտոնային միջզոնային կլանման գործակիցը։ Ստացված է կլանման գործակցի բացահայտ կախումը ընկնող ճառագայթման հաճախությունից, ինչպես նաև լարի կտրվածքի շառավղից։ Ստացված է չոկման կանոնը քուլլոտրելի և արգելված միջզոնային էլեկտրոնային անցումների համար։

TWO-PHOTON INTERZONAL ABSORPTION IN A SEMICONDUCTOR WIRE UNDER THE QUANTUM SIZE EFFECT

A. M. KAZARYAN, K. I. OVASAFYAN

The two-photon interzonal light absorption coefficient for thin quantized wires is calculated to the second order approximation of the perturbation theory. The explicit dependence of the coefficient on the incident radiation frequency and on the wire cross section is obtained. The selection rule for both the allowed and forbidden interzonal electron transitions is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 444—447 (1978)

НЕПРЯМЫЕ ПЕРЕХОДЫ, СВЯЗАННЫЕ С ШЕРОХОВАТОСТЬЮ ПОВЕРХНОСТИ КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКИ

А. А. КИРАКОСЯН, Э. А. САРКИСЯН

Исследовано поглощение монохроматической электромагнитной волны, обусловленное непрямыми межзонными переходами в квантованной полупроводниковой проволоке. Получено выражение для коэффициента поглощения, зависящее от радиуса проволоки, частоты поглощаемого излучения, а также от вида корреляционной функции поверхностных шероховатостей.

Специфика физических свойств тонких пленок и проволок обусловлена квантованием движения носителей заряда в них (т. к. квантовый размерный эффект [1, 2]). При этом состояние поверхности, в частности, поверхностные шероховатости (ПШ) могут оказать заметное и иногда весьма своеобразное влияние на физические характеристики тонких пленок и проволок [3]. Так, в [4] предложен новый механизм для непрямого межзонного перехода электрона под действием монохроматической электромагнитной волны, когда роль «третьего тела» играет случайное поле совокупности ПШ тонкой полупроводниковой пленки.

В настоящей работе исследовано поглощение, обусловленное непрямыми межзонными переходами в тонкой полупроводниковой проволоке, по предложенному в [4] механизму.

Коэффициент поглощения собственного полупроводника при $T=0$ дается известным выражением

$$\alpha(\omega)=\frac{2\pi N}{\hbar c}\sum_{i,f}|H_{if}|^2\,\delta(E_f-E_i-\hbar\omega), \tag{1}$$

где N — показатель преломления, i, f — соответственно наборы квантовых чисел начального и конечного состояний, H_{if} — матричный элемент непрямого перехода.

Волновая функция и спектр энергии носителей заряда в проволоке круглого сечения радиуса R даются соответственно выражениями [5]:

$$\psi^l_{knj}(\rho,\ \varphi,\ z)=\frac{\exp(in\varphi+ikz)\,J_n(\lambda_{jn}\rho/R)}{\pi^{1/2}L^{1/2}R\,J_{n+1}(\lambda_{jn})}\,u_{lk}(z), \tag{2}$$

$$\varepsilon^l_{knj}=\frac{\hbar^2k^2}{2m_l}+\frac{\hbar^2\lambda^2_{jn}}{2m_{\perp l}R^2}, \tag{3}$$

где l — зонный индекс, L — длина проволоки, $u_{lk}(z)$ — одномерная функция Блоха, n, $j=0,\ 1,\ 2,\cdots$, $\hbar k$ — квазиимпульс носителя вдоль оси проволоки, совпадающей с осью z, $m_{\perp l}$, m_l — поперечная и продольная эффективные массы, λ_{jn} — корни функции Бесселя $J_n(x)$. Входящий в H_{if} потенциал случайного поля ПШ, согласно [6], можно представить в форме

$$V_l = -\frac{\hbar^2 \lambda_{jn}^2}{m_{\perp l} R^3} \Delta(z, \varphi), \tag{4}$$

где $\Delta(z, \varphi) = R(z, \varphi) - R \ll R$ — величина неоднородности радиуса проволоки $R(z, \varphi)$, меняющегося от точки к точке, R — средний радиус проволоки.

Вычислив матричный элемент от (4) по базисным функциям (2) и воспользовавшись выражением для матричного элемента «оптического» перехода [7], после усреднения по совокупности ПШ в двухзонном приближении ($l = c, v$) в области частот, соответствующих краю поглощения, для $\alpha(\omega)$ получим следующее выражение:

$$\alpha(\omega) \simeq \gamma^2 \frac{8 e^2 \hbar^2 E_g f_{cv} (m_c' m_v)^{1/2} a_\parallel^2}{\pi c m_0 N \mu^2 R^6 (E_g - \hbar\omega)^2 \omega} F(k_0, \omega), \tag{5}$$

$$F(k_0, \omega) = \sum_{n, j} \lambda_{jn}^4 \theta(\hbar\omega - E_g' - \Delta_{nj}) \int_0^{b_{nj}} \frac{dk}{\sqrt{b_{nj}^2 - k^2}} \times$$

$$\times \left\{ G\left[k + k_0 - \sqrt{\sigma (b_{nj}^2 - k^2)}\right] + G\left[k + k_0 + \sqrt{\sigma (b_{nj}^2 - k^2)}\right] \right\}. \tag{6}$$

В формулах (5), (6) использованы следующие обозначения: E_g, E_g' — ширина запрещенной зоны в центре зоны Бриллюэна и в точке k_n, соответствующей побочному минимуму зоны проводимости, f_{cv} — сила осциллятора для межзонного перехода, m_c', $m_{\perp c}'$ — продольная и поперечная эффективные массы электрона в области побочного минимума, $\sigma = m_c'/m_v$, $\mu^{-1} = m_{\perp c}^{-1} + m_{\perp v}^{-1}$, $a_\parallel$ — проекция вектора поляризации волны на ось проволоки, $\theta(x)$ — единичная ступенчатая функция,

$$b_{nj} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2 m_v (\hbar\omega - E_g' - \Delta_{nj})}, \tag{7}$$

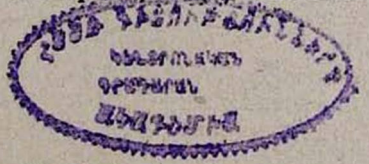
$$\Delta_{nj} = \frac{\hbar^2 \lambda_{jn}^2}{2 m_{\perp v} R^2} + \frac{\hbar^2 \lambda_{jn}^2}{2 m_{\perp c}' R^2} \equiv (\varepsilon_v + \varepsilon_c') \lambda_{jn}^2, \tag{8}$$

$$G(k) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} G(z, \theta) \cos kz \, d\theta \, dz, \tag{9}$$

где

$$\langle \Delta(z_1, \varphi_1) \Delta(z_2, \varphi_2) \rangle = \psi_0 G(|z_1 - z_2|, |\varphi_1 - \varphi_2|) \equiv \psi_0 G(z, \theta) \tag{10}$$

есть корреляционная функция, ψ_0 — среднеквадратичная высота ПШ, $\gamma = (\psi_0/R^2)^{1/2}$ — малый параметр задачи, угловые скобки означают усреднение по совокупности ПШ. Зависимость $G(z, \theta)$ от модулей аргументов в (10) соответствует предположению о пространственной однородности поверхности пленки в широком смысле [8]. При выводе (5) было использовано предположение о малости модуля q волнового вектора фотона по сравнению с R^{-1}, т. е. условие $qR \ll 1$, а также сделано приближение $\varepsilon_v \lambda_{jn}^2 \sim \varepsilon_c' \lambda_{jn}^2 \ll E_g - \hbar\omega$. Следует заметить, что при $qR \ll 1$ основной



вклад в поглощение дают межзонные переходы между уровнями с одинаковыми квантовыми числами (см. [7]).

Вблизи края поглощения межзонным переходам соответствуют малые по сравнению с k_0 изменения волнового числа k, т. е. $k \leqslant k_{max} = b_{nj} \ll k_0$, поэтому чувствительную к структуре края поглощения частотную зависимость $\alpha(\omega)$ можно получить без конкретизации вида корреляционной функции путем разложения $F(k_0, \omega)$ (6) в ряд в точке k_0. В результате получаем

$$F(k_0, \omega) \simeq \pi G(k_0) \sum_{n,j} \lambda_{jn}^4 \theta(\hbar\omega - E_g' - \Delta_{nj}) \left[1 + \frac{G'(k_0)}{G(k_0)} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{2}{\pi\hbar} \sqrt{2 m_v (\hbar\omega - E_g' - \Delta_{nj})} \right]. \qquad (11)$$

Таким образом, коэффициент межзонного поглощения имеет, в основном, ступенчатый характер и претерпевает скачки при значениях $\hbar\omega = E_g' + \Delta_{nj}$; при этом величина скачка зависит от квантовых чисел данного уровня через λ_{jn}. Величина же $\alpha(\omega)$ определяется z-зависимостью корреляционной функции. Нетрудно заметить, что если $G(z, \theta)$ обладает физически очевидными свойствами: $G(0, \theta) = 1$, $G(z, \theta) \simeq 0$ при $z \gtrsim r_0$, где r_0 — „радиус" корреляции, а $0 \leqslant \theta \leqslant 2\pi$, то $F(k_0, \omega)$ есть монотонно убывающая функция k_0. Отметим также более сильную зависимость $\alpha(\omega)$ от характерной длины системы: согласно (5) $\alpha(\omega) \sim R^{-6}$, в то время как для пленки [4] $\alpha(\omega) \sim L^{-5}$ (L — толщина пленки).

Ереванский государственный университет
Ереванский политехнический институт

Поступила 6.VII.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. М. Лифшиц, М. И. Каганов.* УФН, 78, 411 (1962).
2. *Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский.* УФН, 96, 61 (1968).
3. *А. А. Киракосян.* Автореферат кандидатской диссертации, Ереван, 1975.
4. *А. А. Киракосян, Э. А. Саркисян.* ФТП, 11, 1629 (1977).
5. *Б. А. Тавгер, М. Д. Блох, Е. Л. Фишман.* ФММ, 33, 1137 (1972).
6. *А. А. Киракосян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 429 (1974).
7. *А. А. Киракосян, Э. М. Казарян.* ФТП, 10, 199 (1976); Ученые записки ЕГУ, 3, 44 (1974).
8. *Ф. Г. Басс, И. М. Фукс.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности, Изд. Наука, М., 1972.

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԽՈՐԴՈՒԲՈՐԴՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՎ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ՕՋ-ՈՒԼԻՔ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԸ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Է. Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է քվանտացված կիսահաղորդչային լարում մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական ալիքի կլանումը, որը պայմանավորված է օջ-ուղիղ անցումներով։ Ստացված

է կլանման գործակցի համար արտահայտություն, կախված լարի շառավղից, կլանվող ճառագայթման հաճախությունից, ինչպես նաև մակերևույթային խորդուբորդությունների կոռելյացիոն ֆունկցիայի տեսքից։

INDIRECT TRANSITIONS DUE TO SURFACE ROUGHNESSES OF A QUANTIZED SEMICONDUCTOR WIRE

A. A. KIRAKOSYAN, E. A. SARKISYAN

The absorption of a monochromatic electromagnetic wave due to indirect transitions in a quantized semiconductor wire is investigated. The expression for the absorption coefficient depending on the radius of wire, on the frequency of absorbed radiation and also on the form of correlation function of surface roughnesses is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 448—453 (1978)

СПЕКТР РЕНТГЕНОВСКОГО ЭКСИТОНА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. К. АВЕТИСЯН, К. И. КАРАХАНЯН, Э. М. КАЗАРЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Теоретически изучен вопрос о влиянии «подвижности» дырки на энергетический спектр и волновые функции рентгеновского экситона в сильном магнитном поле. Показано, что волновые функции не обладают определенной четностью и переходы разрешены в каждое из состояний дублетов.

Интерес к теоретическим исследованиям поведения экситона в сильном магнитном поле в определенной степени обусловлен необходимостью детальной интерпретации спектров магнитопоглощения в полупроводниках [1, 2]. Уже в первых работах, посвященных этому вопросу, высказывалось предположение относительно необходимости учета экситонных состояний, связанных с диамагнитными подзонами Ландау, при исследовании межзонного магнитооптического поглощения [3]. Вычисление энергии связи оптических экситонов (а также более сложных электронно-дырочных комплексов [4, 5]) в сильном магнитном поле представляет также самостоятельный научный интерес в связи с возможностью получения необходимых сильных магнитных полей в лабораторных условиях. Действительно, для решения указанных задач в известном адиабатическом приближении условие сильного поля для многих полупроводников выполняется уже при $H \geqslant 10^5$ э *.

С другой стороны, экспериментально было установлено, что экситонные состояния играют существенную роль также при формировании края рентгеновского поглощения [7]. При этом, как показано в работах [8, 9], одной из существенных особенностей рентгеновского экситона в отличие от оптического является относительная «подвижность» дырки. Учет последнего обстоятельства приводит к появлению в гамильтониане электронно-дырочного взаимодействия дополнительного члена, не обладающего сферической симметрией. В связи с этим представляет интерес рассмотрение поведения рентгеновского экситона в сильном магнитном поле с учетом вышеуказанной особенности.

Пользуясь результатами [8, 10], уравнение Шредингера для рентгеновского экситона в сильном магнитном поле в цилиндрической системе координат можно представить в следующем виде:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial\psi}{\partial\rho}\right)+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\varphi^2}\right]-\frac{i\omega_H}{2}\frac{\partial\psi}{\partial\varphi}+ \\ +\frac{\mu\omega_H^2}{8}\rho^2\psi+V(\rho,\varphi,z)\psi=E\psi, \tag{1}$$

* В недавно появившейся работе [6] вариационным методом вычислена энергия основного состояния оптического экситона в промежуточных полях.

где V — потенциал взаимодействия электрона и дырки с учетом «подвижности» дырки для K-края [8]:

$$V(\rho, \varphi, z) = -\frac{e^2}{\varepsilon(\rho^2+z^2)^{1/2}} - \frac{A_{n'}}{(\rho^2+z^2)^{3/2}}\left(\sqrt{2}\,\rho\cos\varphi + z\right), \qquad (2)$$

$$A_{n'} = \frac{32\sqrt{3}e^2 a_Б}{3\left(z_1 + \frac{z_{n'}}{n'}\right)^5} z_1^{3/2}\left(\frac{z_{n'}}{n'}\right)^{5/2}\sqrt{(n')^2-1},$$

$\omega_H = e\hbar H/\mu c$, H — напряженность магнитного поля, μ — приведенная масса экситона.

Решение уравнения (1) будем искать для случая сильного магнитного поля, удовлетворяющего условию

$$\lambda \ll a_{ex}\ (\lambda > a_Б), \qquad (3)$$

где $\lambda = \sqrt{\frac{\hbar c}{eH}}$ — циклотронный радиус, $a_{ex} = \frac{\varepsilon\hbar^2}{\mu e^2}$, ε — диэлектрическая проницаемость кристалла. Поскольку уравнение (1) с потенциалом (2) точно не решается, то при выполнении условия (3), следуя работе [2], будем считать, что потенциал V меняет только зависящую от z часть волновой функции, а движение в плоскости (ρ, φ) не меняется и по-прежнему описывается известными осцилляторными решениями $\psi_0(\rho, \varphi)$ [10], т. е.

$$\psi(\rho, \varphi, z) = \psi_0(\rho, \varphi)\, W(z), \qquad (4)$$

где $W(z)$ — неизвестная функция.

Подставляя (4) в (1) и усредняя по $\psi_0(\rho, \varphi)$, для $W(z)$ получаем уравнение

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dz^2} + V_{nm}(z)\right] W(z) = E_z^{nm} W(z). \qquad (5)$$

Здесь E_z^{nm} есть энергия связанного состояния, n, m — квантовые числа, принимающие значения $n = 0, 1, 2, \cdots$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots$,

$$V_{nm}(z) = \int |\psi_0(\rho, \varphi)|^2 V(\rho, \varphi, z)\, \rho d\rho d\varphi; \qquad (6)$$

в частности,

$$V_{00} = -\frac{e^2}{\varepsilon\lambda}\sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{\frac{z^2}{2\lambda^2}}\left[1 - \Phi\left(\frac{z}{\sqrt{2}\lambda}\right)\right] \mp$$

$$\mp \frac{A_{n'}}{\lambda^3}\left\{1 - \sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{z}{\lambda} e^{\frac{z^2}{2\lambda^2}}\left[1 - \Phi\left(\frac{z}{\sqrt{2}\lambda}\right)\right]\right\}, \qquad (7)$$

$$V_{10} = -\frac{e^2}{\varepsilon\lambda}\left\{\sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{\frac{z^2}{2\lambda^2}}\left(\frac{3}{4} + \frac{z^2}{2\lambda^2} + \frac{z^4}{4\lambda^4}\right)\left[1 - \Phi\left(\frac{z}{\sqrt{2}\lambda}\right)\right] -\right.$$

$$-\frac{z}{4\lambda}-\frac{z^3}{4\lambda^3}\Big\}\mp\frac{A_{n'}}{\lambda^2}\left\{1+\frac{5z^2}{4\lambda^2}+\frac{z^4}{4\lambda^4}-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{z}{\lambda}e^{\frac{z^2}{2\lambda^2}}\left[1-\Phi\left(\frac{z}{\sqrt{2}\lambda}\right)\right]\left(\frac{7}{2}+\frac{3z^2}{\lambda^2}+\frac{z^4}{2\lambda^4}\right)\right\},$$

где $\Phi(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-t^2}\,dt$ — интегральная функция ошибок, под z понимается $|z|$, а знаки $\mp$ соответствуют положительным и отрицательным значениям z.

Уравнение (5) с потенциалами типа (7) точно не решается. Будем аппроксимировать V_{nm} следующим потенциалом:

$$V(z)=-\frac{e^2}{\varepsilon(a+|z|)}. \tag{8}$$

Величина a выбирается так, чтобы поведения (6) и (8) были близки, а также чтобы был учтен эффект несферичности. Это достигается приравниванием (6) и (8) в точке $z=\lambda$.

Несферичность (2) приводит к тому, что значения $a_{1,2}$ соответственно для $z>0$ и $z<0$ будут различными:

$$a_{1,2}=\lambda\left[\left(\frac{1}{I_1}-1\right)\mp\frac{\varepsilon A_{n'}}{e^2\lambda}\frac{I_2}{I_1^2}\right], \tag{9}$$

где

$$I_1=\frac{(|m|+n)!}{(|m|!)^2\,n!}\int_0^\infty\frac{e^{-\sigma}\sigma^{|m|}}{(1+2\sigma)^{1/2}}[F_1(-n,\ |m|+1,\ \sigma)]^2\,d\sigma), \tag{10}$$

$$I_2=\frac{(|m|+n)!}{(|m|!)^2\,n!}\int_0^\infty\frac{e^{-\sigma}\sigma^{|m|})}{(1+2\sigma)^{3/2}}[F_1(-n,\ |m|+1,\ \sigma)]^2\,d\sigma. \tag{11}$$

Легко видеть, что $I_2<I_1<1$.

Подставляя (8) со значениями (9) в (5) и введя для дискретного спектра обозначения

$$E_\alpha=-\frac{\hbar^2}{2\mu a_{ex}^2\alpha^2},$$

$$x=\frac{2(a_1+z)}{\alpha}\quad\text{при } z>0,$$

$$y=\frac{2(a_2-z)}{\alpha}\quad\text{при } z<0,$$

получаем уравнение

$$W''-\left(\frac{1}{4}-\frac{\alpha}{x}\right)W=0, \tag{12}$$

решением которого является функция Уиттекера $W_{\alpha,\frac{1}{2}}(x)$ [11]:

$$W=\begin{cases} A\,W_{\alpha,\frac{1}{2}}(x), & z>0, \\ B\,W_{\alpha,\frac{1}{2}}(y), & z<0, \end{cases} \tag{13}$$

где A, B — нормировочные множители, $\alpha = n_0 + \delta n$, $\delta n/n_0 \ll 1$, $n_0 = 1, 2\cdots$; $\delta n \ll 1$, $n_0 = 0$, а энергия принимает вид

$$E_\alpha^{nm} = \frac{e\hbar H}{2\mu c}(2n + m + |m| + 1) - \frac{\hbar^2}{2\mu a_{ex}^2}\,\frac{1}{(n_0+\delta n)^3}. \tag{14}$$

Как видно из (13), несферичность потенциала (2) приводит к разным решениям для $z>0$ и $z<0$ и, следовательно, полная волновая функция не обладает определенной четностью. Мерой несферичности является величина $\Delta/a \ll 1$, где

$$\Delta = \frac{\varepsilon A_{n'}}{e^2}\frac{I_2}{I_1^2},\quad a = \lambda\left(\frac{1}{I_1}-1\right). \tag{15}$$

При $\Delta \to 0$ решение (13) совпадает с решением [2] для волновой функции, а состояния имеют определенную четность. Слова «четные» и «нечетные» будем использовать в этом смысле.

Из условия непрерывности логарифмической производной волновой функции в точке $z = 0$ при использовании разложения функции Уиттекера при $x \ll 1$ [11] для квантовых дефектов δn получаем выражения

$$\frac{1}{\delta n} = \begin{cases} 2\ln\left(\dfrac{a_{ex}}{2a}\right) + \dfrac{\Delta^2}{a^2}, & n_0 = 0, \\ \dfrac{a_{ex}}{2a} + \dfrac{\Delta^2}{a^2}, & \text{„нечетные“}, \\ \ln\left(\dfrac{a_{ex}}{2a}\right) + \dfrac{\Delta^2}{2a^2}, & \text{„четные“},\ n_0 \neq 0. \end{cases} \tag{16}$$

В случае непрерывного спектра $\left(\text{теперь } E_\alpha = \dfrac{\hbar^2}{2\mu a_{ex}^2 \alpha^2}\right)$ решение уравнения Шредингера запишется в виде [10]

$$\psi = \frac{A}{\alpha a_{ex}}(a_1+z)\left(1-\frac{(a_1+z)}{a_{ex}}\right)\cos\vartheta + \frac{\sin\vartheta}{A}\left\{1-\frac{2(a_1+z)}{a_{ex}}\left[\ln\frac{2(a_1+z)}{a_{ex}} + 2c - 1 + \operatorname{Re} h(i\alpha)\right]\right\} \tag{17}$$

при $z>0$, а при $z<0$ (a_1+z) заменяется на (a_2-z). Здесь

$$A^2 = \frac{2\pi\alpha}{1-e^{-2\pi\alpha}},\quad h(x) = \psi(x) - \frac{1}{x} - \ln(ix),\quad \psi(x) = \frac{\Gamma'(x)}{\Gamma(x)},$$

C — постоянная Эйлера, а $\vartheta \approx \sin\vartheta \ll 1$ — фазовый дефект.

Поступая аналогично случаю дискретного спектра, для фазовых дефектов получаем

$$\vartheta = \begin{cases} \dfrac{A^2}{2a\ln\left(\dfrac{2a}{a_{ex}}\right)} + \dfrac{A^2}{4a\ln^2\left(\dfrac{2a}{a_{ex}}\right)}\dfrac{\Delta^2}{a^2}, & \text{„четные“;} \\ -\dfrac{A^2a}{aa_{ex}} + \dfrac{A^2\Delta^2}{2a_{ex}^2}, & \text{„нечетные“.} \end{cases}$$

Как указывалось в работе [12], аналогично должны вести себя квантовые дефекты для рентгеновского экситона и для размерно-квантованной проволоки.

Расчеты для $LiCl$ при условии $a = 10\,a_Б$, $a_{ex} \approx 25$ Å для $n_0 = 0$ при учете асимметрии дают поправку 14%, а при $n_0 \neq 0$ получается поправка в несколько процентов.

Таким образом, из (13), (14) и (16) видно, что спектр рентгеновского экситона в сильном магнитном поле аналогичен спектру диамагнитного экситона [1, 3], т. е. энергия основного состояния рентгеновского экситона в сильном магнитном поле также становится конечной, двукратное вырождение снимается и уровни имеют дублетную структуру. Но из-за подвижности дырки волновые функции больше не обладают определенной четностью, поэтому в отличие от оптического экситона [3] переходы разрешены в каждое из состояний, что должно привести к возникновению обеих линий в спектре рентгеновского поглощения.

Ереванский политехнический институт
Ереванский государственный университет

Поступила 25.II.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Г. Жилич, Б. С. Монозон.* ФТП, 1, 673 (1967).
2. *R. J. Elliott, R. Loudon.* J. Phys. Chem. Solids, 15, 196 (1960).
3. *Б. П. Захарченя, Р. П. Сейсян.* УФН, 97, 193 (1969).
4. *Б. Б. Кадомцев, В. С. Кудрявцев.* Письма ЖЭТФ, 13, 15 (1971).
5. *Н. З. Саркисян, Р. Л. Энфиаджян, Э. М. Казарян.* Доклад на Международной конференции «Экситоны в полупроводниках», Л., 1977.
6. *В. П. Долгопольский и др.* ФТП, 12, 337 (1978).
7. *А. М. Саар, А. А. Майсте, М. А. Элангo.* ФТТ, 15, 2505 (1973).
8. *К. И. Караханян, Э. М. Казарян, П. А. Безирганян.* ФТТ, 18, 511 (1976).
9. *К. И. Караханян, Э. М. Казарян, П. А. Безирганян.* ФТТ, 19, 539 (1977).
10. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Квантовая механика, М., 1974.
11. *М. С. Градштейн, И. М. Рыжик.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Изд. Наука, М., 1971.
12. *С. Л. Арутюнян, Э. М. Казарян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 16 (1977).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԷՔՍԻՏՈՆԻ ՍՊԵԿՏՐԸ ՈՒԺԵՂ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Կ. Ի. ԿԱՐԱԽԱՆՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Փ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված է խոռոչի «շարժունության» ազդեցությունը ուժեղ մագնիսական դաշտում ռենտգենյան էքսիտոնի էներգետիկ սպեկտրի և ալիքային ֆունկցիաների վրա։ Ցույց է տրված, որ ալիքային ֆունկցիաները չունեն որոշակի զույգություն և դուբլետների երկու վիճակներում էլ անցումները թույլատրելի են։

X-RAY EXCITON SPECTRUM IN A STRONG MAGNETIC FIELD

S. K. AVETISYAN, K. I, KARAKHANYAN, E. M. KAZARYAN, P. A. BEZIRGANYAN

The effect of hole "mobility" on the energy spectrum and wave functions of an *X*-ray exciton in a strong magnetic field is discussed. The wave functions are shown to have no definite parity, and transitions to be allowed into each doublet states.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 454—457 (1978)

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ОПТИМАЛЬНОСТИ ЗАПИСИ Х-ГОЛОГРАММ

А. М. ЕГИАЗАРЯН, А. Г. РОСТОМЯН, А. М. ГРИГОРЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Обсуждаются условия записи голограмм микрообъектов монохроматизированным рентгеновским излучением, выходящим из рентгеновского резонатора. Исследована зависимость контраста голограммы от параметров излучения и геометрии записи.

Применение рентгеновского излучения для записи голограмм микрообъектов открывает новые перспективы для развития голографической микроскопии, так как коэффициент линейного увеличения восстановленного изображения имеет вид

$$\mu = \lambda_1 Z_2 / \lambda_0 Z_1, \tag{1}$$

где λ_0 — длина волны излучения, применяемого для записи, λ_1 — длина волны излучения, восстанавливающего изображение, Z_1 и Z_2 — соответственно расстояния от голограммы до объекта и изображения.

Рядом авторов [1—4] выполнены теоретические и экспериментальные исследования, в которых предлагаются методы преодоления специфических трудностей, возникающих при уменьшении λ_0. Но основные проблемы, а именно: а) отсутствие источников с достаточной временной и пространственной когерентностью, б) наличие аберраций волнового фронта при голографическом изменении масштаба изображения, в) отсутствие источников с достаточной мощностью, еще не преодолены.

Создание рентгеновских резонаторов [5] дает возможность их использования для осуществления записи голограмм в коротковолновом диапазоне рентгеновского излучения.

Проведенные теоретические исследования [6, 7] показали, что пространственная и временная когерентности излучения резонатора достаточны для его применения в голографической микроскопии. В работе [6] предложена схема записи голограмм микрообъектов и получено выражение для контрастности голограмм. При получении по предложенной схеме голограмм с достаточной контрастностью возникают проблемы, связанные с выбором параметров излучения и геометрии записи.

В настоящей работе проводится исследование оптимальных параметров излучения и геометрии записи для получения по предложенной схеме голограмм с достаточной контрастностью.

Рентгеновский резонатор обеспечивает цикличность траектории и выход излучения из него [5]. После каждого отражения интегральная интенсивность излучения

$$J = \int_{\Delta\lambda} I_\lambda \, d\lambda \tag{2}$$

уменьшается из-за спектрального сужения излучения, в то время как спектральная интенсивность резонансной длины волны λ_0 (значение квадрата модуля фурье-образа волнового поля для длины волны λ_0) уменьшается незначительно:

$$I^N_{\lambda_0} = I^0_{\lambda_0} (\Gamma_{\lambda_0})^{4N}, \tag{3}$$

где $I^N_{\lambda_0}$ — спектральная интенсивность после N циклов, $I^0_{\lambda_0}$ — спектральная интенсивность входящего в резонатор излучения, Γ_{λ_0} — коэффициент отражения, близкий к единице для резонансной длины волны [8]. С увеличением числа циклов N уменьшается расходимость излучения ($\Delta\alpha$) и, тем самым, увеличивается его пространственная когерентность, но, с другой стороны, это приводит к падению спектральной интенсивности I_{λ_0}. Оптимальным выбором числа циклов N можно обеспечить достаточную пространственную когерентность излучения резонансной волны λ_0, фигурирующей в формуле (1), без значительной потери в спектральной интенсивности.

На рис. 1 приведена схема записи голограмм. Излучение резонатора падает на объект цилиндрической формы, проходя общее расстояние R от анода до объекта, включая путь в резонаторе. Часть излучения, проходя-

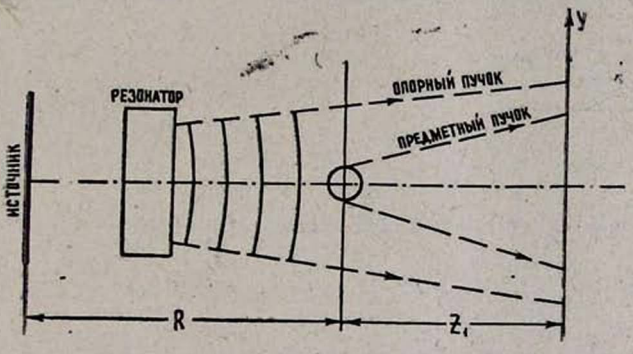


Рис. 1. Схема записи голограммы микрообъекта в плоскости дисперсии резонатора.

щая мимо объекта, представляет собой пространственно-однородную опорную волну. Остальная часть излучения или поглощается, или же зеркально отражается, неся в себе информацию о структуре отражающей поверхности. На расстоянии Z_1 от объекта перпендикулярно к оси симметрии излучения ставится фотопластинка, на которую записывается голограмма.

Вычисления показывают, что область интерференции опорной и предметной волн в случае размера микрообъекта $\rho \sim 10^{-4} Z_1$ определяется выражением

$$D = 4 (Z_1 \Delta l)^{1/2}, \tag{4}$$

где Δl — длина когерентности излучения.

Для германиевого резонатора в области резонансной длины волны $CoK\alpha_1$ и с симметричными отражениями (220) и ($\bar{4}40$) длина когерентности $\Delta l = 30$ *мкм*, так что при $Z_1 = 10^6$ *мкм* имеем $D = 10^4$ *мкм*.

В этой области образуются интерференционные максимумы, среднее расстояние между которыми определяется из условия $\Delta \sim 2\lambda_0/\Delta\alpha$. Если $N = 1$, то $\Delta\alpha = 10''$, и в рассматриваемом случае получаем $\Delta = 7{,}45$ *мкм*, так что проблема разрешающей способности регистрирующей среды отпадает (для ядерных фотопластинок она составляет 300 *л/мм*). Размер интерференционной картины с высокой контрастностью уменьшается из-за недостаточной пространственной когерентности. Голограмма, записанная по предложенной схеме, описывается функцией контрастности [6]

$$S(y) = [[c(\pi t_1/2) - c(\pi t_2/2)]^2 + [s(\pi t_1/2) - s(\pi t_2/2)]^2]^{1/2}/2\Delta\alpha\sqrt{R/\lambda_0}, \quad (5)$$

где

$$c(\pi t/2) = \int_0^t \cos(\pi p^2/2)\,dp, \quad s(\pi t/2) = \int_0^t \sin(\pi p^2/2)\,dp,$$

$$t_1 = \sqrt{1/R\lambda_0}\,(2y - 2\rho + \Delta\alpha R), \quad t_2 = \sqrt{1/R\lambda_0}\,(2y - 2\rho - \Delta\alpha R).$$

Из выражения (5) видно, что $S(y)$ зависит от параметров $Z_i = R$, ρ, λ_0, $\Delta\alpha$ и Δl. Расчет этой зависимости при разных комбинациях вышеуказанных параметров проводился на портативной ЭВМ Hewlett—Packard-25. Кривые зависимости $S(y)$ от $\lg(y-\rho+1)$ приведены на рис. 2.

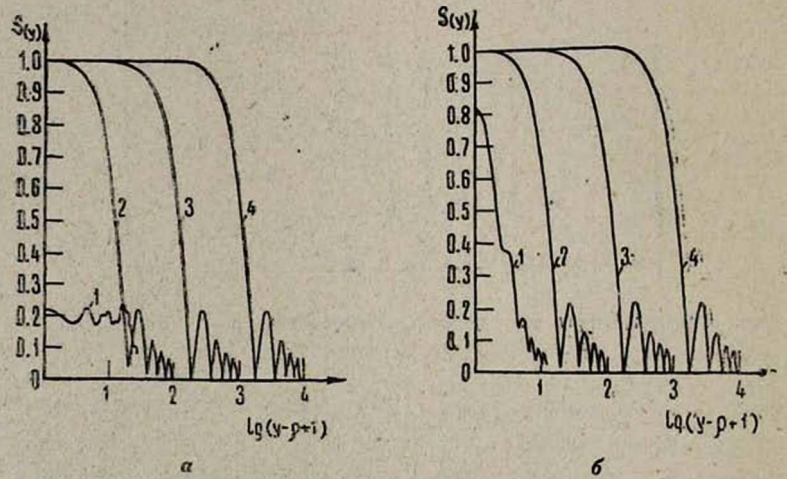


Рис. 2. Кривые зависимости контрастности голограммы от $\lg(y-\rho+1)$ при различных значениях R и $\Delta\alpha$: *а*) $R = 10^6$ *мкм*; *б*) $R = 10^5$ *мкм*; 1) $\Delta\alpha = 10''$; 2) $\Delta\alpha = 1''$; 3) $\Delta\alpha = 0{,}1''$; 4) $\Delta\alpha = 0{,}01''$.

Из приведенных кривых следует, что при записи голограмм микрообъектов по предложенной схеме:

1) изменение параметра R в допустимых пределах (см. [6]) не приводит к значительному изменению кривых, отличие значительно только в случае $\Delta\alpha = 10''$;

2) с увеличением размера микрообъекта кривая зависимости контрастности перемещается по координатной оси без изменения, т. е. увели-

чение поверхности, с которой записывается информация, не ухудшает контрастность;

3) размеры пространственной области, в которую можно записать голограммы с высокой контрастностью, обратно пропорциональны угловым размерам излучения;

4) при $\Delta\alpha = 10''$, т. е. при $N = 1$ (кривая 1, рис. 2*а*) можно экспериментально осуществить запись голограмм с достаточной контрастностью.

Ереванский государственный
университет

Поступила 19.VI.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Aoki, S. Kikuta.* Japan J. Appl. Phys., 13, 1385 (1974).
2. *В. В. Аристов, Г. А. Башкина.* Материалы Всесоюзного межвузовского совещания по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей, Изд. ЕрГУ ,1978, стр. 123.
3. *А. М. Кондратенко, А. Н. Скринский.* Оптика и спектроскопия, 42, 338 (1977).
4. *J. W. Giles.* J. Opt. Soc. of Amer., 59, 1179 (1969).
5. *А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян.* ДАН АрмССР, 64, 228 (1977).
6. *А. М. Егиазарян, А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян.* Материалы Всесоюзного межвузовского совещания по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей. Изд. ЕрГУ, 1978, стр. 104.
7. *А. М. Егиазарян, А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян.* Материалы Всесоюзного межвузовского совещания по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей, Изд. ЕрГУ, 1978, стр. 109.
8. *М. А. Блохин.* Физика рентгеновских лучей, ГИТТЛ, М., 1957.

X–ՀՈԼՈԳՐԱՄՆԵՐԻ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ՕՊՏԻՄԱԼ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ա. Մ. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Ա. Հ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Ա. Մ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Քննարկված է ռենտգենյան ճառագայթների ռեզոնատորից դուրս եկած ճառագայթումով միկրոօբյեկտների հոլոգրամների գրանցման օպտիմալ պայմանները։ Հետազոտված է հոլոգրամի կոնտրաստի կախումը ճառագայթման պարամետրերից և գրանցման երկրաչափությունից։

THE STUDY OF OPTIMAL CONDITIONS OF *X*-HOLOGRAMS RECORDING

A. M. EGIAZARYAN, A. G. ROSTOMYAN, A. M. GRIGORVAN,
P. A. BEZIRGANYAN

Conditions for the recording of microobjects holograms by means of monochromotized radiation emerging from *X*-ray resonator are discussed. The dependence of holograms contrast on the radiation and recording geometry parameters is studied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 458—463 (1973

УСТОЙЧИВОСТЬ ВЛОЖЕННЫХ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ ХОЛОДНЫХ ДИСКОВ

М. Г. АБРАМЯН

Рассмотрены эффекты влияния сфероидальной гравитирующей массы на равновесие и устойчивость холодных маклореновских дисков по отношению к симметричным и мембранным возмущениям. Сфероид оказывает стабилизирующее воздействие на осцилляции вложенного диска.

Известно, что спиральные галактики состоят из ряда подсистем, отличающихся степенью их сферичности, средней плотностью массы, кинематическими характеристиками и т. д. Наличие сфероидальных подсистем должно каким-то образом влиять на поведение плоских подсистем галактик, где выражается спиральность структуры. Между тем обычно используемая модель спиральной галактики в виде тонкого быстро вращающегося диска практически не учитывает это влияние.

Учет влияния сферических подсистем проводился кинетическим методом, путем вычисления инкремента раскачки спиральных волн, соответствующей эффекту типа пучковой неустойчивости (см. [1—3]). В работах [4—6] было исследовано гравитационное влияние сфероидальных масс на поведение вложенных в них вращающихся подсистем. В частности, оказалось, что учет влияния гравитации сфероидальных подсистем на равновесие и устойчивость плоских дисков может привести к заметным эффектам [7—9].

В настоящей работе исследуется гравитационное действие однородной сфероидальной массы (с плотностью ρ_* и эксцентриситетом e_*) на равновесие и устойчивость маклореновского холодного диска, заключенного внутри сфероида и расположенного в плоскости симметрии.

Равновесные параметры одиночного маклореновского диска таковы: угловая скорость вращения

$$\Omega_0^2 = \frac{3\pi G M_0}{4R^3}, \tag{1}$$

поверхностная плотность распределения массы

$$\sigma = \frac{3M_0}{2\pi R^2}\,\xi = \frac{3M_0}{2\pi R^2}\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}, \tag{2}$$

где R и M_0 — соответственно радиус и масса диска.

Устойчивость этих дисков подробно исследована в работах [10, 11]. Было показано, что они устойчивы по отношению к мембранным колебаниям, искривляющим плоскость диска по закону

$$h(\xi, \varphi, t) = \frac{1}{\xi}\, P^m_{2n+m-1}(\xi)\exp\{i(\omega t - m\varphi)\},\ (n-m)\text{ — четно}, \tag{3}$$

где $P_4^i(\xi)$ — присоединенная функция Лежандра, ω — частота возмущений, φ — азимутальный угол; среди возмущений в плоскости диска устойчивы только аксиально-симметричные моды с $n = 2$, $m = 0$ (однородное сжатие и расширение диска).

Исследуем эффекты, обусловленные наличием гравитирующего сфероида. В равновесии поверхностная плотность массы опять выражается формулой (2), в то время как из условия компенсации центробежных и гравитационных сил следует, что вложенным дискам соответствует большее значение угловой скорости вращения

$$\Omega^2 = \Omega_0^2 + \Omega_*^2 = \Omega_0^2\left(1 + \frac{M_*}{M_0} A_*^2\right), \tag{4}$$

где Ω_*^2 представляет эффект гравитации сфероидальной подсистемы, M_* — ее масса, а

$$A_*^2 = \frac{2}{\pi e_*^3}\left(\arcsin e_* - e_* \sqrt{1 - e_*^2}\right). \tag{5}$$

Функция A_*^2 принимает значения в интервале $4/3\pi \div 1$; при этом для сферических подсистем $A_*(0) = 4/3\pi$, а для сильно сплюснутых — $A_*(1) = 1$.

Исследуем устойчивость вложенных дисков по отношению к симметричным и мембранным возмущениям.

1. *Возмущения в плоскости диска.* Принимая, что зависимость возмущенных параметров от φ и t имеет вид

$$\exp\{i(\omega t - m\varphi)\}, \tag{6}$$

согласно методу работы [10] получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$1 + \frac{4\Omega_0^2 \gamma_n^m}{\lambda^2 - 4\Omega^2}\left(n^2 + n - m - \frac{2m\Omega}{\lambda}\right) = 0, \quad (n - m) \text{ — четно}, \tag{7}$$

где n, m — соответственно степень и порядок присоединенной функции Лежандра, $\lambda = \omega - m\Omega$, Ω_0 и Ω выражаются формулами (1) и (4),

$$\gamma_n^m = \frac{(n+m)!\,(n-m)!}{2^{2n+1}\left[\left(\frac{n+m}{2}\right)!\right]^2\left[\left(\frac{n-m}{2}\right)!\right]^2}. \tag{8}$$

Уравнение (7) является кубическим относительно ω, однако существуют две разные формы возмущений, для которых оно обращается в квадратное.

а) *Осесимметричные возмущения ($m=0$).* Для них уравнение (7) дает следующий спектр частот:

$$\omega^2 = 4\Omega^2\left\{1 - \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2}\,\frac{n(n+1)\,(n!)^2}{2^{2n+1}\left[\left(\frac{n}{2}\right)!\right]^4}\right\}, \quad n \neq 0. \tag{9}$$

Так как

$$\frac{\Omega^2}{\Omega_0^2} = 1 + \frac{M_*}{M_0} A_*^2 \equiv \varkappa^{-1} > 1, \tag{10}$$

то ясно, что сфероидальная подсистема оказывает стабилизирующее влияние на осесимметричные возмущения вложенного диска. При этом эффект стабилизации тем сильнее, чем больше M_*/M_0 и чем сильнее сплюснут сфероид.

Для данного значения $\varkappa$ существуют области устойчивых и неустойчивых мод колебаний. С ростом $\varkappa^{-1}$ область устойчивых мод расширяется. Так, например, если для одиночных дисков ($\varkappa = 1$) устойчивым является только мода с $n = 2$, то вложенный диск с $\varkappa = 0{,}5$ устойчив относительно мод с $n = 2, 4, 6, 8$. Остальные моды неустойчивы; при этом их инкремент возрастает с ростом n, т. е. с уменьшением размеров возмущений. Воспользовавшись при больших n формулой Стирлинга, получаем

$$\omega^2 \simeq 4\Omega^2\left(1 - \varkappa\frac{n}{\pi}\right). \tag{11}$$

Если самогравитация диска пренебрежимо мала по сравнению с гравитацией сфероида, то вложенный диск практически устойчив, так как при этом характерный размер неустойчивости $\lambda \sim 2R/n$ стремится к нулю. По-видимому, такова ситуация в галактиках, где диски межзвездной среды содержат относительно ничтожную долю массы. Ясно, что поведение таких дисков диктуется гравитацией звездных дисков и сфероидальных подсистем. Для иллюстрации отметим, что для звездного диска нашей Галактики $\varkappa \simeq 0{,}2$ (все симметричные моды с $n < 16$ при этом устойчивы), а для диска межзвездной среды — на порядок меньше.

6) *Секториальные возмущения ($n = m$).* Спектр частот этих мод получается в виде

$$\omega_{1,2} = \Omega\left[m - 1 \pm (1 - 4\varkappa m\gamma_m^m)^{1/2}\right]. \tag{12}$$

Одиночные диски являются нейтрально-устойчивыми ($\omega = 0$) по отношению к моде $m = 1$. Это понятно, так как возмущение с $m = 1$ соответствует смещению диска как целого (остальные моды с $m > 1$ неустойчивы). Для вложенных дисков возмущение с $m = 1$ не является тривиальным, так как любое отклонение центра инерции диска от равновесного положения (центра системы) препятствуется гравитацией сфероидальной подсистемы, вследствие чего возникают колебания с частотой $\omega = \pm\Omega_*$.

Наибольший интерес представляет бароподобная мода $m = 2$, которая стабилизируется, если $\varkappa \lesssim 2/3$. При этом имеем формулу

$$\omega_{1,2} = \Omega\left\{1 \pm \left(1 - \frac{3}{2}\varkappa\right)^{1/2}\right\}, \tag{13}$$

которая представляет собой две азимутальные, отстающие от диска волны, распространяющиеся соответственно с угловыми скоростями $\Omega_{1p} = \omega_1/2$ («быстрая» волна) и $\Omega_{2p} = \omega_2/2$ («медленная» волна). При уменьшении значения $\varkappa$ «быстрая» волна ускоряется, а «медленная» — замедляется. В предельном случае, когда самогравитацией диска можно пренебречь по сравнению с гравитацией сфероидальной подсистемы ($\varkappa \to 0$, $\Omega \to \Omega_*$), бароподобная мода допускает тривиальное решение и вместо (13) получаем $\omega_1 = 2\Omega_*$, $\omega_2 = 0$. Первое из этих решений представляет собой вращаю-

щийся с угловой скоростью $\Omega_{1p} = \Omega_*$ бар, а второй — невращающийся бар. Возмущения с $m > 2$ являются колебательными и не допускают тривиального решения.

Исследуем общий случай $n > m > 0$. С учетом обозначений

$$2\alpha = -\varkappa m \gamma_n^m, \quad 3\beta = -1 + \varkappa(n^2 + n - m^2)\gamma_n^m \tag{14}$$

дисперсионное уравнение (7) примет вид

$$\left(\frac{\lambda}{2\Omega}\right)^3 + 3\beta\left(\frac{\lambda}{2\Omega}\right) + 2\alpha = 0. \tag{15}$$

Для одиночных дисков дискриминант кубического уравнения $D = \alpha^2 + \beta^3$ всегда положителен, так что все моды рассматриваемых возмущений неустойчивы.

Стабилизирующее воздействие внешнего сфероида проиллюстрируем рассмотрением двух частных случаев. Сначала исследуем случай

$$\varkappa(n^2 + n - m^2)\gamma_n^m \ll 1. \tag{16}$$

Так как множитель при $\varkappa$ всегда больше единицы (минимальное значение его равно 33/32), то условие (16) выражает пренебрежимость самогравитации диска по сравнению с гравитацией сфероидальной подсистемы $\simeq \Omega_0^2/\Omega_* \ll 1$). При этом дискриминант $D \simeq \beta^3$ отрицателен и уравнение (15) имеет три действительных решения, которые в линейном приближении по $\varkappa$ имеют вид

$$\omega_{1,2} = \Omega_*[m \pm 2 \mp \varkappa(n^2 + n - m^2 \mp m)\gamma_n^m],$$
$$\omega_3 = \Omega_* m(1 - 2\varkappa\gamma_n^m). \tag{17}$$

Им соответствуют три азимутальные волны, распространяющиеся по диску с отличными от Ω_* угловыми скоростями. При этом первая волна имеет скорость $\Omega_p = \omega_1/m$ и опережает диск, а две другие — отстают от диска. В предельном случае $\varkappa = 0$ следует независимость частот от порядка возмущений n:

$$\Omega_{1,2p} = \Omega_*\left(1 \pm \frac{2}{m}\right), \quad \Omega_{3p} = \Omega_*.$$

При больших значениях номера мод m все три волны сливаются и распространяются в направлении вращения диска со скоростью Ω_*.

Итак, при условии (16) имеем устойчивые азимутальные волны и поведение диска, в основном, диктуется гравитацией сфероидальной массы. В ходе последних рассуждений мы предполагали (кроме случая $\varkappa = 0$), что порядок возмущений n не слишком велик и для данного $\varkappa$ ограничен условием (16). Очевидно, что для каждого $\varkappa$ существует область значений n, в которой

$$\varkappa(n^2 + n - m^2)\gamma_n^m \gg 1. \tag{18}$$

Так как $\varkappa \leqslant 1$, то (18) предполагает коротковолновые возмущения ($n \gg 1$). При этом дискриминант уравнения (15) положителен и для больших значений $(n - m)$ получаем следующие решения:

$$\omega_1 = m\Omega\left(1+\frac{2}{n^2+n-m^2}\right),$$
$$\omega_{2,3} = m\Omega\left(1-\frac{1}{n^2+n-m^2}\right) \pm i\,\frac{2\Omega_0}{\sqrt{\pi}}(n^2-m^2)^{1/4}. \tag{19}$$

Характерно, что время нарастания неустойчивых возмущений

$$\tau \sim \frac{1}{\Omega_0 (n^2-m^2)^{1/4}} \tag{20}$$

зависит от Ω_0, а не от угловой скорости вращения вложенного диска. Итак, в рассматриваемом случае имеем неустойчивость. Этот результат находится в согласии с [12]. Наличие сфероидальной подсистемы только перемещает неустойчивость в область более коротких волн.

2. *Мембранные колебания вложенного диска.* Если диск подвергается возмущениям, изгибающим его плоскость, то вертикальные смещения $h(\xi, \varphi, t)$ должны удовлетворять уравнению движения

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\Omega\frac{\partial}{\partial\varphi}\right)^2 h(\xi,\varphi,t) = F + F_*, \tag{21}$$

где F — гравитационная сила, действующая на возмущения диском, F_* — перпендикулярная к плоскости диска внешняя сила.

Представляя вертикальное смещение в виде (3), пользуясь выражением F из [11] и учитывая, что в рассматриваемой задаче F_* есть вертикальная составляющая силы, действующей внутри однородного сфероида,

$$F_* = -\frac{3\pi G M_*}{4R^3} C_*^2, \tag{22}$$

где

$$C_*^2 = \frac{\pi(1-A_*^2)}{\sqrt{1-e_*^2}} \geqslant A_*^2, \quad (e_* \neq 1),$$

из (21) получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$(\omega - m\Omega)^2 = 4\Omega_0^2\left(\Gamma_n^m - \frac{1}{2}\right) + \Omega_*^2\frac{C_*^2}{A_*^2}, \tag{23}$$

где

$$\Gamma_n^m = \frac{(2n-1)!\,(2m+2n-1)!}{2^{2m+4n-3}[(n-1)!]^2[(n+m-1)!]^2}. \tag{24}$$

Здесь $\Gamma_n^m \geqslant 1/2$ для любых n, m. Следовательно, как для одиночного, так и для вложенного диска уравнение (23) дает вещественные частоты.

В связи с наблюдаемым изгибом диска межзвездной среды в нашей и в ряде других галактик наибольший интерес представляют колебания с $m = 1$. Рассмотрим простейшую моду этого класса возмущений — $n = m = 1$. При этом из уравнения (23) имеем

$$\omega_{1,2} = \Omega \pm \left(\Omega_0^2 + \Omega_*^2 \frac{C_*^2}{A_*^2}\right)^{1/2}. \qquad (25)$$

Следовательно в общем случае эта мода не является тривиальной для вложенных дисков. Только в случае, когда $e_* = 0$ (сферическая подсистема $A_*(0) = C_*(0)$), мода $m = 1$ допускает тривиальное решение.

Сфероидальный характер внешней гравитирующей массы приводит к возможности получения тривиальных решений и при $m > 1$. Действительно, в предельном случае $\varkappa \to 0$ уравнение (23) дает

$$\omega_{1,2} = \Omega_*(m \pm C_*/A_*).$$

В зависимости от значения $C_*/A_* \geqslant 1$, т. е. от степени сплюснутости сфероидальной подсистемы вложенный диск может оказаться нейтрально-устойчивым по отношению к модам $m > 1$. При этом порядок m тривиальной моды тем выше, чем сильнее сплюснута сфероидальная подсистема.

Ереванский государственный
университет

Поступила 23.XII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. A. Kaplan, S. B. Pikel'ner.* Ann. Rev. Astron. &Ap., 12, 133 (1974).
2. *Л. С. Марочник, А. А. Сучков.* УФН, 112, 219 (1974).
3. *В. Л. Поляченко, А. М. Фридман.* Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Изд. Наука, М., 1976.
4. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан.* Астрофизика, 10, 565 (1974).
5. *М. Г. Абрамян, С. А. Каплан.* Астрофизика, 11, 121 (1975).
6. *М. Г. Абрамян.* Астрофизика, 11, 487 (1975).
7. *М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян.* Астрофизика, 13, 253 (1977).
8. *М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян.* Астрофизика, 14, 129 (1978).
9. *М. Г. Абрамян.* Астрофизика, 14, № 4 (1978).
10. *C. Hunter.* MNRAS, 123, 299 (1963).
11. *C. Hunter, A. Toomre.* Astrophys. J., 155, 747 (1969).
12. *A. Toomre.* Astrophys. J., 139, 1217 (1964).

ՆԵՐԴՐՎԱԾ ԻՆՔՆԱԳՐԱՎԻՏԱՑՎՈՂ ՍԱՌԸ ՍԿԱՎԱՌԱԿՆԵՐԻ ԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Մ. Գ. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ

Դատարկված են սֆերոիդալ գրավիտացվող զանգվածների ազդեցությունը սառը մակընթենյան սկավառակների հավասարակշռության և կայունության վրա։ Ստացված են ներդրված սկավառակների առանցքային համաչափ և մեմբրանային տատանումների սպեկտրները և ցույց է տրված սֆերոիդալ զանգվածի կայունացնող ազդեցությունը քննարկվող տատանումների վրա։

THE STABILITY OF COLD SELF-GRAVITATING INSERTED DISCS

M. G. ABRAMYAN

The effect of a spheroidal gravitating mass on the equilibrium and stability of McLauren cool discs with regard to symmetrical and membrane perturbations is considered. The spectrum of oscillations has been found and the stabilizing influence of the spheroidal mass on the perturbations considered was established.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 464—467 (1978)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА СЛУЧАЙНЫХ СМЕЩЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В АТМОСФЕРЕ

Г. В. АЗИЗЯН, А. С. АЛЕКСАНЯН, К. П. ПОГОСЯН

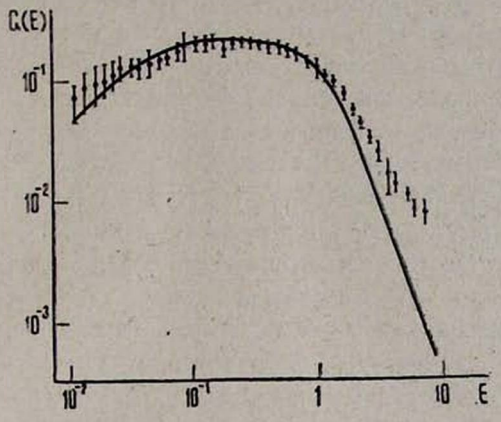
Приведены результаты измерений частотных спектров случайных смещений «центра тяжести» распределения интенсивности в поперечном сечении фокусированного лазерного пучка с длиной волны 0,63 *мкм*. Для измерения смещений центра тяжести пучка перед фотоприемником устанавливалась маска с линейно изменяющимся вдоль выбранного направления коэффициентом пропускания. Экспериментально полученный частотный спектр случайных смещений пучка несколько шире расчетного, что, по-видимому, объясняется непостоянством поперечной составляющей скорости ветра.

Исследование случайных смещений ограниченных световых пучков при распространении в атмосфере имеет как сугубо научный интерес, так и важное прикладное значение в связи с использованием лазерных пучков для целей связи, локации, геодезических измерений и некоторыми другими применениями. Теоретическое исследование временных частотных спектров случайных смещений «центра тяжести» световых пучков в атмосфере проведено в работе [1], экспериментальное — в работе [2].

В настоящем сообщении приводятся результаты измерений частотных спектров случайных смещений «центра тяжести» фокусированного лазерного пучка с длиной волны 0,63 *мкм*. Измерения выполнены на горизонтальной трассе длиной 950 *м* и высотой 15 *м*. Начальный радиус пучка был равен 4 *см*. На приемном конце трассы световой пучок проходил через маску, коэффициент пропускания которой в вертикальном (или горизонтальном) направлении менялся по линейному закону. Прошедший через маску световой поток поступал на фотоэлектронный умножитель. Легко убедиться, что при постоянном световом потоке, падающем на маску, изменения тока фотоэлектронного умножителя будут пропорциональны вертикальным (или, соответственно, горизонтальным) смещениям «центра тяжести» распределения интенсивности в поперечном сечении светового пучка. При помощи устройства, аналогичного описанному в [3], сигнал, несущий информацию о случайных смещениях «центра тяжести» пучка, записывался на магнитную ленту. Длительность каждой реализации составляла 256 *с*, частота выборки — 512 *Гц*.

Обработкой магнитных записей на ЭВМ по программе быстрого преобразования Фурье были получены частотные спектры смещений пучка. Одновременно с измерениями смещений светового пучка измерялись средняя скорость и направление ветра, а также структурная характеристика показателя преломления воздуха. Средние значения нормальной составляющей скорости ветра для разных реализаций оказались в интервале от 0,3 до 2,5 *м/с*, а средние значения структурной характеристики показателя преломления воздуха лежали в пределах от $3{,}5\cdot10^{-16}$ до $1{,}8\cdot10^{-15}$ $см^{-2/3}$.

Результаты эксперимента, усредненные по пяти реализациям, приведены на рисунке. По оси ординат отложена безразмерная нормированная



функция спектральной плотности $G(E) = fW_c(f)/\sigma_c^2$, где f — частота, $W_c(f)$ — спектральная плотность смещений, σ_c^2 — дисперсия смещений. По оси абсцисс отложена безразмерная частота $E = f/f_0$, где $f_0 = v/a\pi\sqrt{2}$ — характерная частота смещений, v — перпендикулярная к пучку составляющая скорости ветра, a — начальный радиус пучка. Вертикальными отрезками отмечены доверительные интервалы при доверительной вероятности, равной 0,95. Сплошная линия есть заимствованный из работы [1] теоретически рассчитанный частотный спектр смещений фокусированного пучка при $\beta = 2(L_0/2\pi a)^2 = 10^3$, $\Omega = ka^2/L = 10^2$, $\sigma_0^2 = 0{,}31 \times C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \ll 1$, где L_0 — внешний масштаб турбулентности, k — волновое число, L — длина трассы, C_n^2 — структурная характеристика показателя преломления воздуха.

Эти же параметры при измерении смещений имели следующие значения: $\beta = 10^3$, $\Omega = 16$, $\sigma_0^2 = 0{,}1 \div 0{,}5$. Поскольку функция $G(E)$ слабо зависит от параметров σ_0^2 и Ω, мы нашли возможным сравнить расчетные и экспериментальные значения $G(E)$, приведенные на рисунке. В [1] показано, что при слабой турбулентности ($\sigma_0^2 \ll 1$) функцию $G(E)$ для фокусированного пучка с большим начальным радиусом в области высоких частот, когда $E \gg 1$ и $\Omega^2 \gg E^2$, можно выразить приближенной формулой

$$G(E) = \frac{0{,}077\, E^{-8/3}}{\frac{3}{8} - \frac{1}{3}\beta^{-1/6}},$$

а в области низких частот при $E^2\beta \ll 1$ $G(E)$ пропорциональна E. Полученные нами экспериментальные значения $G(E)$ в высокочастотной области убывают медленнее, чем $E^{-8/3}$ (приблизительно, как $E^{-5/3}$), а в низкочастотной области возрастают медленнее, чем E. То, что экспериментально полученный спектр несколько шире расчетного, объясняется тем, что в реальных условиях эксперимента поперечная составляющая скорости

ветра флуктуирует во времени и в пространстве [2], тогда как расчеты в [1] выполнены в предположении его постоянства.

Частотные спектры смещений фокусированного пучка, полученные в [2] и в настоящей работе, существенно различаются в низкочастотной части, где $f < f_0$. Это различие обусловлено тем, что наши измерения выполнены на трассе, пролегающей сравнительно высоко (15 м) над подстилающей поверхностью, при сравнительно малом начальном радиусе пучка. Вследствие этого параметр β, характеризующий отношение размеров наиболее крупных неоднородностей воздуха, наблюдаемых на данной высоте, к начальному радиусу пучка, при наших измерениях был приблизительно в 40 раз больше, чем при измерениях, выполненных в [2]. По этой причине убывание функции $G(E)$ с уменьшением безразмерной частоты E при $E^2\beta \ll 1$, обусловленное конечностью внешнего масштаба турбулентности, в наших измерениях начинает проявляться при значительно меньших значениях E, чем это наблюдалось в работе [2]. Таким образом, сопоставление низкочастотных участков спектров, измеренных в настоящей работе и в [2], подтверждает теоретические выводы [1] о влиянии конечности внешнего масштаба турбулентности на спектр случайных смещений фокусированных световых пучков в турбулентной атмосфере.

Авторы выражают глубокую благодарность С. О. Ломадзе за помощь при обработке экспериментальных данных на ЭВМ.

Институт физических
исследований АН АрмССР

Поступила 30.I.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Миронов, В. В. Носов.* Изв. вузов, Радиофизика, 18, 990 (1975).
2. *А. С. Дрофа.* Тезисы докладов IV Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1977, ч. IV, стр. 45.
3. *В. М. Бовшеверов, Е. К. Ким, С. О. Ломадзе.* Многоканальная система регистрации и ввода данных в ЭВМ, Препринт ООФАГ АН СССР, М., 1974.

ՄԹՆՈԼՈՐՏՈՒՄ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ՊԱՏԱՀԱԿԱՆ ՇԵՂՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՃԱԽԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԻ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Հ. Վ. ԱԶԻԶՅԱՆ, Ա. Ս. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Կ. Պ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Հոդվածում բերված են տուրբոլենտ մթնոլորտում լազերային փնջի, «ժանրուքյան կենտրոնի» պատահական տեղաշարժերի հաճախային սպեկտրի չափման արդյունքները։ Փնջի «ժանրուքյան կենտրոնի» տեղաշարժերի չափման համար ֆոտոընդունիչի մուտքում տեղադրված է եղել ընտրված ուղղությամբ գծային օրենքով փոփոխվող թափանցելիություն ունեցող դիմակ։ Դրա շնորհիվ ֆոտոհոսանքի փոփոխությունները եղել են փնջի «ժանրուքյան կենտրոնի» տեղաշարժերին համեմատական։ Փնջի «ժանրուքյան կենտրոնի» պատահական տեղաշարժերի փորձնական եղանակով ստացված հաճախային սպեկտրը հաշվարկված սպեկտրից փոքր-ինչ լայն է։ Դա, ըստ երևույթին, քամու արագության լազերային փնջին ուղղահայաց բաղադրիչի անկայունության հետևանք է։

THE EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE FREQUENCY SPECTRUM OF RANDOM DISPLACEMENTS OF A LASER BEAM IN THE ATMOSPHERE

H. V. AZIZYAN, A. C. ALEKSANYAN, K. P. POGOSYAN

The frequency spectrum of random displacements of intensity distribution centre in the cross section of a focused laser beam (λ=0.63 *mkm*) was measured. For measurements a screen with transparency linearly changing along the selected direction was placed in front of a photodetector. The measured spectrum appears to be somewhat wider than the calculated one, the discrepancy being presumably due to the unconstancy of the transverse component of the wind velocity.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, 13, 468—473 (1978)

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ НА 10 КИЛОВОЛЬТ

Г. С. КАРАЯН, А. А. ДЖЕРЕДЖЯН

Показана возможность создания полупроводниковых многослойных структур на 10 киловольт и рассчитаны начальные параметры восьми- и десятислойных структур с максимальным напряжением свыше 10 киловольт и минимальным — порядка 1 вольта.

Современный уровень техники и технологии полупроводниковой электроники дает возможность создания многослойных структур, содержащих десятки слоев с определенными параметрами [1—3]. Поэтому в настоящее время вполне реально думать об изготовлении и расчете восьми- и десятислойных структур, которые при остальных идентичных параметрах могут выдержать гораздо большие напряжения по сравнению с переключателями с меньшим числом слоев.

С ростом числа коллекторных переходов в многослойных структурах увеличивается максимальное напряжение. Однако при этом необходимо, чтобы напряжение на каждом участке структуры, а также рассеиваемая на приборе во включенном состоянии мощность по возможности имели бы минимальную величину, что увеличит коэффициент полезного действия и долговечность таких приборов. При этом, однако, возникают следующие трудности физического характера. Как уменьшение концентрации примесей, так и увеличение числа слоев многослойных структур препятствуют инверсии знака напряжения (ИЗН) коллекторов, которая необходима для малости остаточного напряжения. Базы нужно делать достаточно длинными во избежание эффекта прокола при больших напряжениях на коллекторах. Это, в свою очередь, требует увеличения диффузионной длины неосновных носителей с целью увеличения коэффициентов β_k, значительная величина которых обеспечивает инверсию знака напряжения обратносмещенных переходов [4, 5]. Уже в случае шестислойных структур для выполнения вышеуказанных условий требуются огромная технологическая точность и очень большие диффузионные длины носителей в базах. При больших числах слоев выполнение указанных условий становится практически невозможным. Единственным выходом является использование эффекта взаимодействия (ЭВ) несоседних переходов многослойных структур [4], который облегчает не только условие ИЗН коллекторов, но и дает возможность иметь для ряда обратносмещенных переходов S-образную вольт-амперную характеристику (ВАХ) без каких-либо утечек в соседних эмиттерах.

Указанный эффект облегчает требование к многослойной структуре до такой степени, что практически становится возможным изготовление сверхмощных структур. На основе работ [4, 5] численный расчет исходных параметров таких приборов желательно проводить на ЭВМ в связи с необходимостью решения системы сложных нелинейных алгебраических уравне-

ний с многими неизвестными, причем необходимо определять, пользуясь этими уравнениями и рядом неравенств, например, для восьмислойных структур не меньше 24 параметров: концентрации примесей и времена жизни неосновных носителей во всех базах и ширины баз.

В некоторых случаях, однако, из физических соображений можно упростить задачу и провести расчет без ЭВМ [5]. В качестве примера рассмотрим восьмислойную структуру. Как следует из общих положений [4, 5], для упрощения расчетов необходимо рассматриваемый токовый интервал разделить на подинтервалы в зависимости от характера ЭВ. Указанный ЭВ, в свою очередь, выберем в зависимости от технологических возможностей изготовления прибора и от желаемых значений параметров структуры. В нашем случае требуется, во-первых, чтобы максимальное значение напряжения было бы не менее 10 *кВ* и, во-вторых, чтобы рассеиваемая мощность на приборе не превосходила 10 *Вт* при токе 10 *А*. Первое из этих условий требует, чтобы базы были достаточно длинными и не очень сильно легированными, а напряжения на коллекторах достигали своих максимальных значений при мало отличающихся значениях токов срыва. Согласно второму условию, начиная с некоторого значения тока для всех коллекторов должны выполняться критерии ИЗН.

Из вышесказанного следует, что времена жизни (диффузионные длины) неосновных носителей в средних базах должны быть достаточно большими. Следовательно, в некрайних эмиттерах рекомбинация носителей будет играть пренебрежимо малую роль и не может стать средством обратной связи между пространственно разделенными частями структуры. Для этого достаточно иметь интенсивную рекомбинацию в крайних эмиттерах [4, 5], так как в этом случае наряду с ЭВ обратной связью будет обеспечен любой коллектор, если только выполняются условия

$$\beta_2^* > 0, \quad \beta_6^- > 0,$$

которые обеспечивают также ИЗН второго и шестого переходов. Все эти условия можно легко осуществить за счет сильного легирования крайних баз с малыми временами жизни неосновных носителей. Следует подчеркнуть, что это технологически легко реализуемо.

Далее, для ИЗН центрального перехода необходимо, чтобы $\beta_4^{эф} + \beta_5^{эф} > 1$, тогда как при срыве напряжения должно выполняться неравенство $\beta_4 + \beta_5 < 1$ (в противном случае V_4 было бы очень мало). Эти условия не противоречивы [5].

Из вышесказанного следует, что достаточно рассмотреть две области изменения тока, а именно, вблизи тока срыва, когда система уравнений сводится к трем независимым, легко разрешаемым подсистемам, и вблизи остаточного тока, когда трансцендентность системы уравнений исчезает и она становится аналитически разрешимой. Такое разложение системы уравнений удобно также для учета изменения длин баз в зависимости от напряжения.

Исходя из вышесказанного, нами рассчитаны исходные параметры восьми- и десятислойных структур, значения которых приведены соответ-

ственно в табл. 1 и 2, где значения величин $\beta_к$ и $i_к \delta_к^2$ приведены соответственно для запертого и открытого состояний. При расчетах выбраны такие значения параметров, которые в настоящее время технологически реализуемы. Вычисления проведены с учетом эффекта расширения переходов.

Таблица 1

Параметры	Номер базы							
	1	2	3	4	5	6	7	8
χ [$см^{-3}$]	10^{19}	10^{16}	$3 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{13}$	10^{16}	10^{19}
W [*мкм*]	10	14	720	250	400	500	22	7
τ [*с*]	$7{,}8 \cdot 10^{-9}$	10^{-6}	$1{,}7 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$1{,}7 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	10^{-6}	$2{,}3 \cdot 10^{-9}$
L [*мкм*]	5	35	720	600	720	600	55	2
m		0,413		0,02		0,323		
V [*В*[		4180		2100		4000		
β		0,919	0,4	0,563	0,406	0,570	0,92	
		0,919	0,382	0,377	0,586	0,235	0,92	
δ^2	$1{,}7 \cdot 10^5$		0,3		0,33		$3{,}6 \cdot 10^5$	
[*CGS*]	$1{,}7 \cdot 10^5$		0,82		0,83		$3{,}6 \cdot 10^5$	

Исследованная восьмислойная структура обладает следующими характерными параметрами: максимальное напряжение на приборе $V_{max}^{(8)} = 10280 В$ достигается при токе $J_{ср}^{(8)} = 8$ *мкА*; при этом оно распределено по коллекторам так:

$$V_2^{(8)} = 4180\ В, \quad V_4^{(8)} = 2100\ В, \quad V_6^{(8)} = 4000\ В.$$

Прибор включается при $J_{min} = 50$ *мА*, $V_{min} = 0{,}73$ *В*. Выделяемая на приборе мощность на единицу поверхности поперечного сечения составляет 0,082 *Вт* в закрытом режиме и 1 *Вт* — в открытом режиме при токе порядка 1 *А*. При более значительных плотностях тока расчет следует проводить в приближении высокого уровня инжекции. Оценка времен включения по методу [6, 7] показывает, что время экспоненциального нарастания тока порядка $1{,}4 \cdot 10^{-5}$ *с*.

Соответствующие параметры для десятислойной структуры имеют следующие значения:

$$V_{max}^{(10)} = 10800\ В, \quad J_{ср}^{(10)} = 8{,}8\ мкА, \quad V_{min}^{(10)} = 0{,}6\ В, \quad J_{min}^{(10)} = 7{,}7\ мА,$$

а максимальное напряжение распределяется по коллекторам следующим образом:

$$V_2^{(10)} = 3600\ В, \quad V_4^{(10)} = 1730\ В, \quad V_6^{(10)} = 1770\ В, \quad V_8^{(10)} = 3700\ В.$$

Вкратце обсудим физический принцип работы этих структур, механизмы образования падающих участков на ВАХ коллекторов и роль эффекта взаимодействия.

Таблица 2

Параметры	Номер базы									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
χ [$см^{-3}$]	10^{19}	10^{16}	$3 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$	$4 \cdot 10^{13}$	$3 \cdot 10^{13}$	10^{16}	10^{19}
W [*мкм*]	10	11	600	237	300	227	300	472	18	10
τ [*с*]	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	10^{-6}	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$	$8{,}3 \cdot 10^{-5}$	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	10^{-6}	$0{,}72 \cdot 10^{-8}$
L [*мкм*]	5	35	600	550	500	550	600	600	55	5
m		0,176		$<0{,}01$		$<0{,}01$		0,205		
V [*В*]		3600		1730		1770	—	3700		
β		0,95	0,509	0,459	0,505	0,475	0,491	0,494	0,95	
		0,95	0,402	0,348	0,561	0,307	0,645	0,206	0,95	
b^2	$8{,}1 \cdot 10^{-4}$		0,46		0,42		0,33		$9{,}2 \cdot 10^{-4}$	
[*CGS*]	$8{,}1 \cdot 10^{-4}$		1,2		1,1		0,98		$9{,}2 \cdot 10^{-4}$	

Сначала рассмотрим восьмислойную структуру. Из табл. 1 видно, что в данном случае в третьем и пятом эмиттерных переходах утечки отсутствуют. При этом чтобы центральный переход с самого начала не работал в режиме малых напряжений, коэффициенты β_4 и β_5 выбраны таким образом, что имеет место следующее условие:

$$\beta_4 + \beta_5 \approx 0{,}97 < 1. \tag{1}$$

В силу постоянства тока через любое сечение образца и неравенства (1) напряжение на четвертом переходе должно быть большим.

Участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением на ВАХ второго и шестого переходов образуется за счет взаимосвязи соседних — первого и седьмого—эмиттеров. При этом нетрудно обеспечить срыв напряжения V_2 и V_6 практически при одном и том же токе. В то же время образование на ВАХ $V_4(J)$ участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением невозможно за счет соседних эмиттеров, так как они лишены утечек, необходимых для обратной положительной связи [5]. Однако в силу неравенств (см. табл. 1)

$$\beta_2 + \beta_3 = 1{,}35 > 1, \quad \beta_6 + \beta_7 = 1{,}155 > 1 \tag{2}$$

обеспечена инверсия знака напряжения второго и шестого переходов, при которой существует эффект взаимодействия между крайними эмиттерами и центральным коллекторным переходом. За счет эффекта взаимодействия на ВАХ $V_4(J)$ образуется падающий участок [5] практически одновременно с остальными коллекторами.

Здесь необходимо обратить внимание на эффект расширения баз за счет сужения области объемных зарядов коллекторов с уменьшением напряжения на них. Этот эффект приводит к значительному уменьшению некоторых коэффициентов $\beta_к$, в результате чего сумма $(\beta_4+\beta_5)$ при инверсии знака напряжения четвертого перехода становится меньше своего же значения при срыве, что препятствует ИЗН четвертого перехода. Однако за счет ЭВ между несоседними переходами обеспечивается выполнение необходимого и достаточного условия ИЗН четвертого перехода [5]:

$$\beta_4^{эф} + \beta_5^{эф} = 1{,}138 > 1, \tag{3}$$

причем эффект взаимодействия учтен с обеих сторон. Неравенства (2) и (3) обеспечивают малость остаточного напряжения на структуре.

Рассмотренная десятислойная структура отличается от восьмислойной лишь тем, что для четвертого перехода учитывается ЭВ только слева, а для шестого — только справа. Тогда вместо (3) выполняются следующие неравенства: $\beta_4^{эф} + \beta_5 = 1{,}015 > 1$ и $\beta_6 + \beta_7^{эф} = 1{,}04 > 1$, которые обеспечивают существование инверсионных состояний четвертого и шестого коллекторных переходов и, следовательно, ослабляют требования к материалу. Действительно, сравнивая рассчитанные восьми- и десятислойные структуры, нетрудно убедиться, что при одинаковых концентрациях примесей, во-первых, максимальное напряжение на каждом коллекторе десятислойной структуры (3700 $В$) меньше, чем в случае восьмислойной структуры

(4180 *В*) и, во-вторых, уменьшается диффузионная длина неосновных носителей в базах для десятислойной структуры

$$(L_{\max}^{(8)} = 720\ мкм,\quad L_{\max}^{(10)} = 600\ мкм).$$

Авторы выражают глубокую благодарность проф. Г. М. Авакьянцу за обсуждение результатов работы.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 3.I.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. Г. Логинова, М. И. Овсянников, Ю. А. Романов.* Микроэлектроника, 2, 80 (1973).
2. *Л. Маттера.* Электроника, 48, 460 (1975).
3. *В. И. Стафеев.* ФТП, 5, 408 (1971).
4. *Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 402 (1974).
5. *Г. С. Караян.* Кандидатская диссертация, Ереван, 1976.
6. *А. И. Уваров.* Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов, Изд. Наука, Л., 1969.
7. *А. А. Лебедев.* Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов, Изд. Наука, Л., 1969.

10 ԿԻԼՈՎՈԼՏԻ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՓՈԽԱՆՋԱՏԻՉՆԵՐ

Հ. Ս. ՂԱՐԱՅԱՆ, Հ. Հ. ՋԵՐԵՋՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է փակ վիճակում 10 կՎ լարման տակ աշխատող կիսահաղորդչային ութշերտ և տասնշերտ կառուցվածքների ստեղծման մեթոդ։ Բաց վիճակում լարումը կառուցվածքների վրա մեկ վոլտից փոքր է։ Դա իրականացվում է ոչ հարևան p-n -անցումների փոխազդեցության երևույթի օգտագործման ճանապարհով։ Հաշվված են այդպիսի կառուցվածքների հիմնական պարամետրերը։

THE 10 KILOVOLT SEMICONDUCTOR SWITCHES

H. S. KARAYAN, H. H. JEREJYAN

A method of the formation of eight and ten-layer semiconductor structures working under 10 kilovolt in a closed state has been investigated. In an open state the voltage on the structures is less than one volt. It is achieved on the account of the interaction effect between non-neighbouring p-n-junctions. The main parameters of such structures have been calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 474—477 (1978)

ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛЫХ ГРУПП ЭЛЕКТРОНОВ В МОЛИБДЕНЕ

М. А. АРУТЮНЯН, В. Ф. ГАНТМАХЕР, В. А. ГАСПАРОВ

Проведены измерения радиус-векторов эллипсоидальной части поверхности Ферми (ПФ) в трех главных сечениях с высокой точностью (0,5%) методом радиочастотного размерного эффекта на толстых образцах ($d \approx 1$ *мм*). На основе экспериментальных результатов на ЭВМ получено аналитическое выражение, описывающее эту ПФ. Вычисленные значения радиус-векторов совпадают с измеренными в пределах точности эксперимента.

Вблизи точек N зоны Бриллюэна молибдена (обозначения см. в [1]) расположены малые участки ферми-поверхности, имеющие форму, близкую к эллипсоидальной. Всего в зоне Бриллюэна имеется шесть таких эквивалентных «эллипсоидов», по-разному повернутых друг относительно друга. Это обстоятельство затрудняло разделение вкладов от этих поверхностей на эксперименте и снижало точность измерения их размеров. Положение дополнительно ухудшалось вследствие того, что другие участки ферми-поверхности, так называемые сфероиды, имеют близкие размеры [1].

Вместе с тем требования к точности измерений размеров ферми-поверхности с каждым годом повышаются по мере того, как растет точность теоретических расчетов. Наиболее тщательные измерения размеров «эллипсоидов» вблизи точек N были выполнены в работе [2] методом де Гааз-ван Альфена (ДГВА). В настоящем сообщении приводятся результаты измерений этих же поверхностей другим методом — при помощи радиочастотного размерного эффекта (РРЭ). При этом были использованы более толстые, чем ранее [1], образцы, что существенно повышает точность измерений [3].

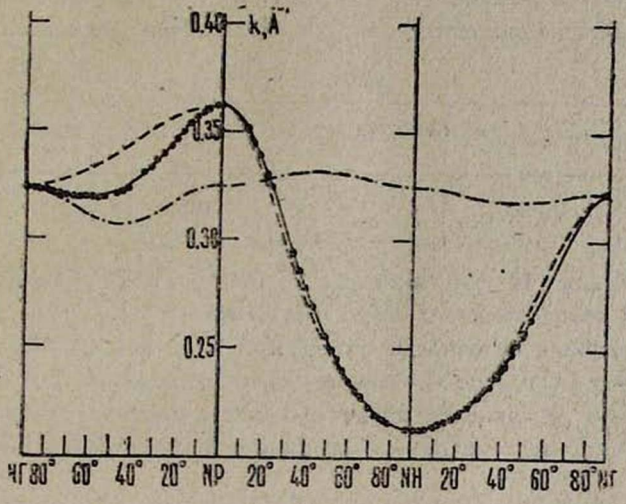
Методика исследований и идентификация линий РРЭ описаны в [1, 3]. Линии РРЭ записывались на образцах с отношением электросопротивлений $\gamma \approx 1 \cdot 10^5$ и толщиной $d \approx 1$ *мм* на частотах 3—8 *МГц* и при температуре 1,2°К. Нормали $\mathbf{n}$ к поверхности образцов совпадали с направлениями [100] и [110]. Использование в 5 раз более толстых образцов, чем в [1], привело к десятикратному увеличению точности измерений радиус-векторов ПФ (0,5% по сравнению с 5% в [1]) за счет несимметричного сужения линий РРЭ и уменьшения погрешности в определении толщины d [3].

Результаты измерений приведены в табл. 1 и на рисунке. В табл. 1 указаны размеры поверхностей вдоль линий NH зоны Бриллюэна (ось [110], размер a), $N\Gamma$ (ось [011], размер b) и NP (ось [100], размер c). Наряду с нашими данными в таблице приведены также результаты исследования эффекта де Гааза-ван Альфена [2] и теоретических расчетов релятивистским методом Коринги-Кона—Ростокера (РККР) [4] с подгонкой параметров по данным [2].

Таблица 1

Размеры дырочных „эллипсоидов" ПФ молибдена (в $Å^{-1}$)

Направление	РРЭ	ДГВА [3]	РККР [4]
NH (*a*)	0,213	0,216	0,2164
NГ (*b*)	0,324	0,325	0,3242
NP (*c*)	0,362	0,365	0,3609



Анизотропия волновых векторов «эллипсоида» в трех взаимно перпендикулярных плоскостях симметрии: ● — экспериментальные точки; сплошная и штрих-пунктирная кривые соответствуют расчетной поверхности в первичной и преобразованной системах координат, пунктирная кривая — в первичной и преобразованной системах координат, пунктирная кривая —

Как видно из рисунка, реальная поверхность отличается от эллипсоида. Хотя это отличие не превышает 5%, оно четко прослеживается благодаря высокой точности измерений. Неравномерное распределение экспериментальных точек вдоль оси абсцисс обусловлено перекрытием теневых проекций «эллипсоидов» между собой и со сфероидами.

Для аналитического описания реальной поверхности мы использовали разложение радиус-вектора k в ряд по сферическим гармоникам:

$$k(\theta, \varphi)) = \sum_{l, m} \alpha_{l, m} C_{l, m}(\theta, \varphi), \qquad (1)$$

где $C_{l, m}$ — ортонормированные сферические функции степени l и порядка m, заданные на единичной сфере:

$$C_{l, m}(\theta, \varphi) = \overline{P}_l^m(\cos\theta) \cdot \cos(m\varphi), \qquad (2)$$

а $\overline{P}_l^m$ — нормированные присоединенные полиномы Лежандра [5]. Здесь l и m — целые числа, принимающие четные значения в соответствии с сим-

метрией поверхности [6]. Для уменьшения анизотропии радиус-вектора k было использовано преобразование координат [6]

$$k_x' = \alpha k_x, \quad k_y' = k_y, \quad k_z' = \gamma k_z, \tag{3}$$

где $\alpha \equiv b/a$, а $\gamma \equiv b/c$. Такое преобразование переводит эллипсоид в сферу радиуса b, а реальную поверхность в новую, которая отличается от сферы в меру отличия исходной поверхности от простой эллипсоидальной модели. Формулы перехода из одной системы сферических координат (k, θ, φ) в другую (k', θ', φ') приведены в [6].

Коэффициенты разложения функции $k'(\theta', \varphi')$ в ряд (1) находились методом наименьших квадратов на ЭВМ «Наири-С» и приведены в табл. 2.

Таблица 2

$a_{0,0}$	$a_{2,0}$	$a_{2,2}$	$a_{4,0}$	$a_{4,2}$	$a_{4,4}$
45,2036	0,0564	0,7943	0,1888	0,8153	0,2532

Число членов ряда (1) увеличивалось до тех пор, пока разница между вычисленными и экспериментальными значениями $(k_{выч} - k_{эксп})/k_{эксп}$ не оказывалась меньше неточности измерений. Уже для шести членов ряда удалось получить согласие с экспериментом в пределах $\pm 0{,}5\%$. Сечения восстановленной поверхности представлены на рисунке сплошной кривой в исходной системе и штрих-пунктирной — в преобразованной системе координат.

Из табл. 1 видно хорошее согласие наших данных с эффектом ДГВА [2] и теоретическими вычислениями. Следует отметить, однако, что для восстановления форм «эллипсоидов» с помощью инверсионной математической процедуры, использованной в [2], потребовалось 45 членов в разложении (1).

Таким образом, в результате проведенных исследований получено сравнительно простое аналитическое выражение, описывающее «эллипсоидальную» часть ПФ молибдена с точностью $\pm 0{,}5\%$.

Авторы благодарны С. В. Плющевой за предоставление слитка сверхчистого молибдена и Ю. С. Красюкову за помощь при вычислениях на ЭВМ.

Ереванский физический
институт

Поступила 12.I.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. В. Бойко, В. А. Гаспаров.* ЖЭТФ, 61, 11 (1971).
2. *J. A. Hoekstra, J. L. Stanford.* Phys. Rev., B8, 1416 (1973).
3. *V. A. Gasparov, M. H. Harutiunian.* Phys. Stat. Sol. (b), 74, K107 (1976).
4. *J. B. Ketterson* et al. Phys. Rev., B11, 1447 (1975).
5. *С. Л. Белоусов.* Таблицы нормированных присоединенных полиномов Лежандра, Изд. АН СССР, М., 1956.
6. *J. B. Ketterson, L. K. Windmiller.* Phys. Rev., B1, 463 (1970).

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՓՈՔՐ ԽՄԲԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄՈԼԻԲԴԵՆՈՒՄ

Մ. Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Ֆ. ԳԱՆՑՄԱԽԵՐ, Վ. Ս. ԳԱՍՊԱՐՈՎ

Ռադիոհաճախային չափային էֆեկտի օգնությամբ մեծ ճշտությամբ (0,5%) չափված են մոլիբդենի Ֆերմիի մակերևույթի էլիպսոիդալ մասի շառավիղ-վեկտորները երեք գլխավոր հատույթներում (նմուշի հաստությունը՝ $d \approx 1$մմ է)։ Հիմնվելով էքսպերիմենտալ արդյունքի վրա, «նախրիհ» էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենայի օգնությամբ ստացված է անալիտիկ արտահայտություն, որը նկարագրում է տվյալ Ֆերմիի մակերևույթը։ Շառավիղ-վեկտորների չափված և հաշված արժեքները համընկնում են չափման ճշտության սահմաններում։

INVESTIGATIONS OF SMALL ELECTRON GROUPS IN MOLYBDENUM

M. H. ARUTYUNYAN, V. F. GANTMAKHER, V. A. GASPAROV

Radius-vectors of the ellipsoidal Fermi surface (EFS) of *Mo* in all the symmetry planes were measured with high accuracy (0,5%) by means of the radio-frequency size effect in thick samples ($d \approx 1$ *mm*). Using the experimental data, an analitical expression is obtained for EFS. The calculated EFS is in a good agreement with the measured one within the errors of the experiment.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 478—483 (1978)

ИМПУЛЬСНАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКА В ЖИДКОСТЯХ ПОД ДАВЛЕНИЕМ ДО 2000 *атм*

Л. С. КАГРАМАНЯН, А. Л. БАДАЛЯН

Описана экспериментальная установка для измерения скорости ультразвука в жидкостях при давлениях до 2000 *атм* в интервале температур 30 ÷ 100°С с погрешностью не более 0,2%. Показано согласие полученных нами значений скорости ультразвука в жидком *н*-гексане и толуоле с известными наиболее надежными данными. Приводятся результаты измерений скорости ультразвука в жидком полиэтилсилоксане-2 (ПЭС-2) в указанном интервале температур и давлений. Установлено, что в этих условиях скорость ультразвука в жидком ПЭС-2 с точностью до погрешности эксперимента по изотермам изменяется по нелинейному закону.

Для изучения строения и физических свойств вещества все более широко используются акустические методы исследования, отличающиеся сравнительной простотой и достаточно высокой точностью получаемых с их помощью результатов [1—7].

В последнее время появился целый ряд работ, посвященных измерению скорости ультразвука в жидкостях в зависимости от давления и температуры. Экспериментальное исследование скорости ультразвука в жидкостях при высоких давлениях и температурах имеет как большое научно-теоретическое, так и прикладное значение. Знание скорости ультразвука не только позволяет рассчитать многие термодинамические свойства исследуемых жидкостей в зависимости от давления и температуры, но и является одним из чувствительных параметров для исследования внутренней структуры жидкостей [8—15].

Для измерения скорости ультразвука в жидких средах наиболее часто используются оптический, интерферометрический и импульсный методы. Однако оптический и интерферометрический методы мало пригодны для исследований при высоких давлениях, так как при их использовании сильно усложняется конструкция измерительной камеры. От этого недостатка свободен импульсный метод фиксированного расстояния.

В настоящей статье описана импульсная установка для измерения скорости ультразвука в жидкостях при давлениях до 2000 *атм* и температурах 30 ÷ 100°С. Была использована импульсно-фазовая методика одного фиксированного расстояния на частоте 2,8 *МГц*.

Основной частью установки является автоклав высокого давления (рис. 1). В основу автоклава была положена схема, предложенная в работе [11], в которую внесены некоторые изменения. Сконструированная нами измерительная камера давала возможность производить измерение скорости ультразвука одновременно в двух жидкостях. Автоклав высокого давления представляет собой толстостенный цилиндр 1 из термически обработанной стали 45ХМНФА. Торцовые затворы 2 являются электро-

вводами высокого давления известной конструкции [16]. На электровводах укреплены акустические ячейки 3, которые помещены в тефлоновые сильфоны 4 малой жесткости. Необходимое давление в измерительной камере создавалось и измерялось грузопоршневым манометром МП-2500 класса точности 0,05. Передающая давление жидкость подавалась в автоклав через штуцер 5, соединенный капилляром с грузопоршневым манометром. Пространство между сильфонами заполнялось окрашенной жидкостью для быстрого и надежного контроля чистоты исследуемых жидкостей.

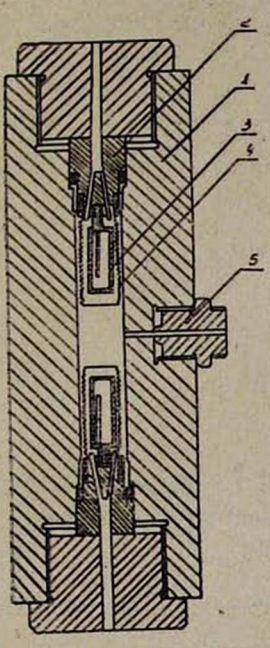


Рис. 1. Автоклав высокого давления (измерительная камера).

Впервые в подобных измерениях вместо кварцевых пластин нами были использованы пластины из кристалла ниобата лития, которые выделяются среди других пьезоэлектрических материалов большой скоростью продольных ультразвуковых волн и хорошими пьезоэлектрическими свойствами. Пластины из ниобата лития прижимаются к торцам внутреннего цилиндра посредством плоских пружин и соответствующей гайкой, перемещающейся по внутренней резьбе внешнего цилиндра. Расстояние между приемным и излучающим пластинами ($l = 34{,}920$ *мм*) измерялось на ИЗВ-2 с погрешностью ± 2 *мкм* при комнатной температуре. При других температурах вводилась поправка на линейное расширение.

Термостатирование исследуемых веществ осуществлялось погружением автоклава в жидкостный термостат ТС-24, который позволял поддерживать заданную температуру с точностью $\pm 0{,}05$°С. Температура измерялась платиновым термометром сопротивления 8, помещенным непосредственно в исследуемую жидкость и закрепленным на корпус электроввода. Ошибка в измерении температуры не превышала 0,05°С.

Блок-схема электронной части установки представлена на рис. 2. Принцип действия аналогичного электронного блока подробно описан в литературе [17].

Скорость распространения ультразвука можно определить по формуле

$$c = \frac{2l}{\tau_2 - \tau_1},$$

где l — расстояние между излучающей и приемной пластинами, τ_1 и τ_2 — время задержки импульсов второго канала генератора относительно первого для первого и второго «пакетов». Для жидкостей с малым поглощением можно использовать третий и первый «пакеты»; тогда

$$c = \frac{4l}{\tau_3 - \tau_1}.$$

При таком способе исключается необходимость введения поправки на нестабильность нуля задержки, изменения собственной частоты ниобата от

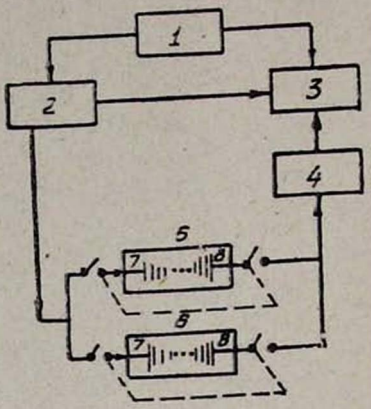


Рис. 2. Блок-схема электронной части установки: 1 — генератор Г5-15, 2 — генератор Г5-4Б, 3 — осциллограф С1-8, 4 — широкополосный усилитель УШ-10, 5, 6 — акустические ячейки.

температуры и давления, на переходные процессы в усилителе УШ-10 и осциллографе.

Суммарная относительная ошибка определения скорости ультразвука c в зависимости от давления P и температуры T

$$\left.\frac{\delta c}{c}\right|_{P,T} = \frac{\delta l}{l} + \frac{\delta \tau}{\tau} + \frac{1}{c}\left(\frac{\partial c}{\partial P}\right)_T \delta P + \frac{1}{c}\left(\frac{\partial c}{\partial T}\right)_P \partial T \qquad (1)$$

составляет на нашей установке не более $\pm 0{,}2\%$.

Для проверки созданной экспериментальной установки нами была проведена серия контрольных измерений. В табл. 1 приведены результаты контрольных измерений скорости ультразвука в жидких *н*-гексане и толуоле при атмосферном давлении, а в табл. 2 — результаты контрольных измерений скорости ультразвука в *н*-гексане в зависимости от давления. Как следует из таблиц, значения скорости ультразвука, полученные нами, хорошо согласуются с известными наиболее надежными данными [8, 12, 17—19].

Нами были проведены измерения скорости ультразвука в жидком полиэтилсилоксане-2 (ПЭС-2) ($\rho_4^{20} = 0{,}9423$, $n_D^{20} = 1{,}4463$) в интервале температур $30 \div 100°C$ и при давлениях до 2000 *атм*. Результаты измерений скорости ультразвука в жидком ПЭС-2 приведены в табл. 3.

Обработка экспериментальных данных показала, что скорость ультразвука в зависимости от давления по изотермам в жидком ПЭС-2 в исследованном интервале температур и давлений подчиняется соотношению [13]

$$c = \sqrt[3]{c_0^3 + K(P - P_0)}, \qquad (2)$$

Таблица 1

c, м/с

$t_1^\circ C$	н-гексан		толуол	
	наши изм.	данные других авторов	наши изм.	данные [17]
30	1053	1054 [17] 1054 [18]	1286	1284
40	1009	1009 [8] 1009 [12] 1010 [17]	1242	1241
50	965	965 [8] 966 [17]	1200	1199
60	920	921 [8] 921 [12] 921 [17] 922 [18]	1157	1157
70	875	878 [17]	1118	1117
80	834	834 [17] 835 [18]	1076	1076
90	791	790 [17]	1037	1036
100	747	747 [17] 749 [18]	998	996

Таблица 2

Контрольные измерения скорости ультразвука (*м/с*) в н-гексане

t°C	60		80		100	
P (атм)	наши изм.	данные других авторов	наши изм.	данные [18]	наши изм.	данные [18]
100	1011	1014 [18] 1009 [19]	934	938	862	861
200	1088	1091 [18] 1086 [19]	1020	1022	954	956
400	1217	1220 [18] 1214 [19]	1158	1160	1101	1102
500	1273	1276 [18] 1269 [19]		1217		1163
700	1373	1374 [18]	1318	1320	1269	1270
900	1458	1460 [19]	1409	1410	1361	1362
1000	1499	1500 [18]	1448	1450	1403	1404
1200	1572	1574 [18]	1525	1526	1482	1482
1400	1640	1641 [18]	1595	1595	1553	1552
1600	1704	1704 [18]	1659	1660	1620	1618
1800	1760	1762 [18]	1721	1720	1680	1679
2000	1816	1819 [18]	1778	1776	1739	1737

Таблица 3

Скорость ультразвука (*м/с*) в жидком ПЭС-2 в зависимости от давления и температуры

P (*атм*)	$t°C$							
	30	40	50	60	70	80	90	100
1	1174	1140	1109	1078	1047	1017	987	956
100	1229	1197	1167	1137	1109	1082	1054	1025
200	1277	1250	1219	1193	1166	1139	1113	1092
300	1322	1296	1268	1242	1216	1192	1167	1143
400	1365	1339	1313	1288	1263	1240	1216	1193
500	1405	1381	1354	1331	1308	1285	1262	1239
600	1443	1419	1394	1371	1348	1326	1304	1283
700	1478	1458	1427	1408	1387	1366	1345	1323
800	1512	1489	1466	1444	1423	1402	1383	1360
900	1544	1522	1500	1478	1457	1439	1418	1396
1000	1574	1553	1531	1510	1491	1471	1452	1432
1100	1597	1584	1562	1542	1522	1504	1485	1465
1200	1633	1613	1592	1572	1552	1533	1515	1496
1300	1661	1642	1621	1600	1581	1564	1546	1530
1400	1687	1669	1648	1628	1609	1592	1575	1556
1500	1714	1695	1674	1655	1637	1621	1602	1584
1600	1739	1721	1700	1681	1663	1647	1632	1610
1700	1763	1745	1725	1707	1688	1672	1655	1637
1800	1788	1768	1749	1731	1714	1697	1680	1662
1900	1812	1793	1772	1756	1738	1722	1705	1687
2000	1833	1817	1795	1779	1761	1745	1729	1711
$K\left(\frac{м^6}{кг\,с}\right)$	22,81	22,66	22,21	21,95	21,62	21,35	21,02	20,65

где c_0 — скорость ультразвука при $P = P_0$, P — приложенное давление, P_0 — атмосферное давление, K — постоянная, зависящая от вещества и температуры. Как видно из уравнения (2), скорость ультразвука при постоянной температуре в зависимости от давления изменяется по нелинейному закону. С повышением давления коэффициент $(dc/dP)_T$ уменьшается, подчиняясь закону, который следует из уравнения (2). Значения коэффициента K, рассчитанные методом наименьших квадратов, при различных температурах приведены в табл. 3. Максимальное отклонение экспериментальных значений скорости ультразвука в ПЭС-2 от значений, рассчитанных по формуле (2), не превышает погрешности эксперимента.

Ереванский политехнический институт

Поступила 28.I.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. Г. Михайлов, В. А. Соловьев, Ю. П. Сырников.* Основы молекулярной акустики, Изд. Наука, М., 1964.
2. *Б. Б. Кудрявцев.* Применение ультраакустических методов в практике физико-химических исследований, ГИТТЛ, М.—Л., 1952.

3. *В. Ф. Ноздрев.* Применение ультраакустики в молекулярной физике, ГИФМЛ, М., 1958.
4. *Л. Бергман.* Ультразвук, ИЛ, М., 1957.
5. *W. Schaafs.* Molekularakustik, Berlin, 1962.
6. *Н. Ф. Отпущенников.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, Курск, 1970, вып. 4, стр. 7.
7. *Н. Ф. Отпущенников.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, Курск, 1976, вып. 10, стр. 19.
8. *А. Л. Бадалян.* Кандидатская диссертация, Калинин, 1973.
9. *Б. С. Кирьяков, Н. Ф. Отпущенников.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, Курск, 1971, вып. 5, стр. 59.
10. *Ю. С. Шойтов, Н. Ф. Отпущенников.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, М., 1969, вып. 3, стр. 80.
11. *И. В. Сысоев, Н. Ф. Отпущенников.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, Курск, 1976, вып. 10, стр. 34.
12. *J. W. Boelhauwer.* Phisica, 34, 484 (1967).
13. *Ю. С. Шойтов, Г. М. Панькевич, Н. Ф. Отпущенников.* Теплоэнергетика, 10, 76 (1968).
14. *Б. С. Кирьяков, Н. Ф. Отпущенников.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, Курск, 1973, вып. 7, стр. 7.
15. *И. В. Сысоев, Н. Ф. Отпущенников.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, Курск, 1977, вып. 11, стр. 18.
16. *Д. С. Циклис.* Техника физико-химических исследований при высоких и сверхвысоких давлениях, М., 1976.
17. *В. В. Зотов, Ю. А. Неручев, Н. Ф. Отпущенников.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, М., 1969, вып. 3, стр. 25.
18. *Б. С. Кирьяков, П. П. Панин.* Сб. Ультразвук и физико-химические свойства вещества, Курск, 1972, вып. 6, стр. 132.
19. *R. Kling, M. E. Nicolini, J. Tissom.* La recherche aeronautique, № 31, 31 (1953).

ՀԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ ՈՒԼՏՐԱՁԱՅՆԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԻՆՉԵՎ 2000 մթն ՃՆՇՄԱՆ ՏԱԿ ՉԱՓՈՂ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ՀԱՐՄԱՐԱՆՔ

Լ. Ս. ՂԱՀՐԱՄԱՆՅԱՆ, Ա. Լ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Նկարագրված է հեղուկներում ուլտրաձայնի արագությունը չափող փորձարարական հարմարանք՝ մինչև 2000 մթն ճնշման տակ և 30÷100°C ջերմաստիճանային միջակայքում, ոչ ավելի, քան 0,2% չափման սխալով։ Ցույց է տրված հեղուկ նորմալ-հեքսանում և թոլուոլում ստացված ուլտրաձայնի արագության արժեքների համապատասխանությունը առավել հուսալի հայտնի տվյալների հետ։ Բերված են ուլտրաձայնի արագության արժեքները հեղուկ պոլիէթիլսիլոքսան-2-ում (ՊԷՍ-2) ճնշման և ջերմաստիճանային նշված միջակայքերում։ Որոշվել է, որ ուլտրաձայնի արագությունը հեղուկ ՊԷՍ-2-ում, փորձի սխալի ճշտության սահմաններում, իզոթերմերով փոփոխվում է ոչ գծային օրենքով՝ հետազոտված պայմաններում։

PULSED EXPERIMENTAL ARRANGEMENT FOR MEASUREMENTS OF ULTRASOUND VELOCITY IN LIQUIDS UNDER PRESSURE UP TO 2000 *atm*

L. S. KAGRAMANYAN, A. L. BADALYAN

The experimental apparatus is described for the measurement of ultrasound velocity in liquids at pressures up to 2000 *atm* and temperature ranging from 30 to 100°C with error no more than 0 ,2%. The agreement of our data on the velocity of ultrasound in luquid N-hexane and toluol with the most neliable available data is shown. The data in liquid polietilsiloxane-2 (PES-2) are given for these temperatures and pressures.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 484—488 (1978)

ПОВРЕЖДАЮЩАЯ ЭНЕРГИЯ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ ПРОГРАММНОМ НАГРУЖЕНИИ

З. Ф. ЗАЗЯН, И. С. МЕЗЕНЦЕВ, А. А. ХАНОНКИН

Показано, что на основе предложенного экспериментального закона накопления повреждающей энергии при циклическом программном нагружении удовлетворительно объясняются полученные экспериментально закономерности накопления усталостных повреждений в материале при таком нагружении.

Для развития теории усталостного разрушения и решения практических задач по прогнозированию долговечности материалов необходимо обосновывать аналитические законы усталости, устанавливаемые на основе экспериментальных данных, на базе структурно-энергетических признаков повреждаемости. Исследование энергетических превращений в циклически деформированном материале необходимо для выяснения природы потери устойчивости поверхностного слоя материала [1, 2], приводящей к возникновению трещин и разрушению.

До нагружения в эксплуатационных условиях материал характеризуется двумя константами: начальной энергией искажения кристаллической решетки $A_н$, определяемой его предысторией, и предельной энергией разрушения $A_р$ [3]. В процессе циклического нагружения происходит поглощение материалом «опасной» повреждающей энергии или энергии искажения кристаллической решетки $A_н$, которая связана с пластической деформацией [4]. По достижении этой энергией своей предельной величины, определяемой силами межатомных связей, происходит нарушение последних и разрушение материала. Это свидетельствует о глубокой связи между поглощаемой энергией и накоплением повреждений.

В работе [5] на основании факта существования предела выносливости у большинства материалов предложен экспоненциальный закон для описания изменения энергии искажения кристаллической решетки материала в процессе его циклического нагружения. С учетом положений о затухающем характере неупругой деформации за цикл с увеличением числа циклов нагружения [4] и термодинамическими представлениями о процессе усталостного разрушения материала [6] процесс накопления энергии искажения кристаллической решетки при нагружении имеет вид, изображенный на рис. 1, и выражается уравнением

$$A_н(N) = A_σ(1 - e^{-bN}), \qquad (1)$$

где $A_σ$ — энергетический уровень нагружения, N — число циклов до разрушения на уровне $A_σ$, b — параметр экспоненты.

На рис. 1 экспонента 1 описывает накопление энергии искажения на некотором уровне нагружения, когда начальная энергия равна нулю, а экспонента 2 — для реального случая нагружения $A_н > 0$ ($A_н$ показан как результат нагружения материала условным числом циклов $N_н$). Экспо-

нента 3 описывает тот же процесс на уровне предела выносливости, когда на ранних стадиях циклического нагружения имеет место уменьшение начальной энергии, изображаемое экспонентой 4 и известное как упрочнение материала при программном нагружении.

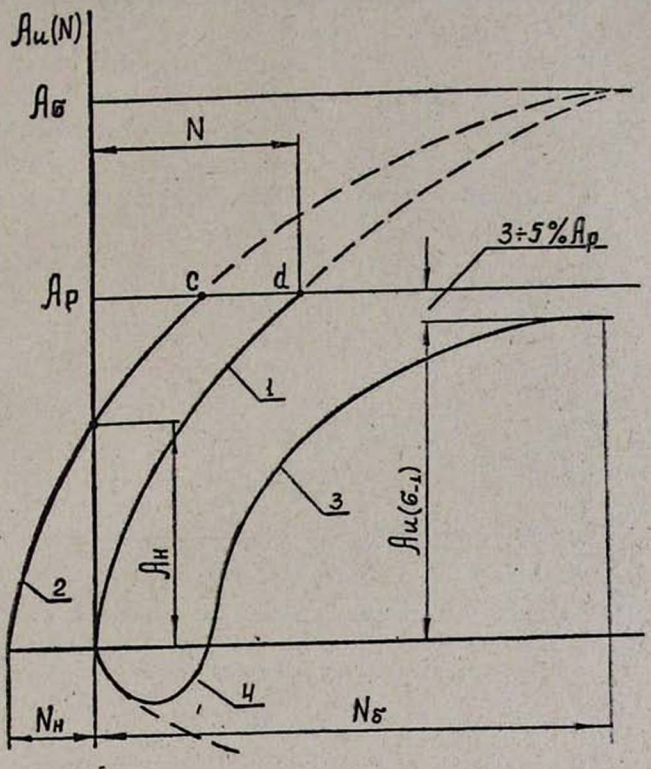


Рис. 1. Экспоненциальный закон накопления повреждающей энергии кристаллической решетки материала при усталости; c и d — точки разрушения.

Процесс накопления энергии искажения при многократном одноступенчатом изменении напряжений между двумя уровнями σ_1 и σ_2, действующими в блоке нагружения ($n_i = n_1 + n_2$) в течение n_1 и n_2 циклов соответственно, показан на рис. 2. Уменьшение начальной энергии искажения, имеющее место в этом случае нагружения, трудно изобразить графически. Известно, что при несущественной разнице между ступенями напряжений в блоке нагружения процесс накопления повреждений следует линейному закону [7]. Описание изменения энергии при таком виде нагружения приведено в работе [5].

Оценка процесса накопления энергии искажения кристаллической решетки для случая широкого диапазона изменения параметров режима нагружения между двумя уровнями A_{σ_1} и A_{σ_2} определяется суммой отношений энергий, поглощенных на ступенях нагружения (Aun_1 и Aun_2), к величинам энергий AuN_1 и AuN_2, непрерывно поглощенных на этих ступенях вплоть до разрушения или пересечения экспонентами 1 и 2 энергетического уровня A_p (рис. 2), и рассчитывается по формуле

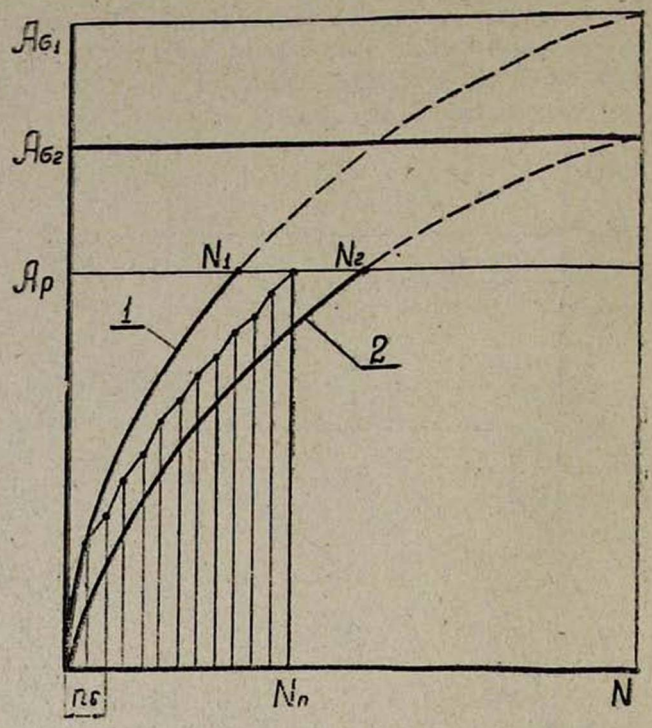


Рис. 2. Накопление повреждающей энергии кристаллической решетки материала при программном нагружении: 1 — на уровне A_{σ_1}; 2 — на уровне A_{σ_2}; $N_б$ — базовое число циклов нагружения.

$$a_э = \frac{Aun_1}{AuN_1} + \frac{Aun_2}{AuN_2}. \tag{2}$$

Из выражения (1) следует, что

$$Aun_1 = A_{\sigma_1}(1 - e^{-b_1 n_1}), \quad Aun_2 = A_{\sigma_2}(1 - e^{-b_2 n_2}),$$
$$AuN_1 = A_{\sigma_1}(1 - e^{-b_1 N_1}), \quad AuN_2 = A_{\sigma_2}(1 - e^{-b_2 N_2}).$$

Тогда выражение (2) перепишется в виде

$$a_э = \frac{1 - e^{-b_1 n_1}}{1 - e^{-b_1 N_1}} + \frac{1 - e^{-b_2 n_2}}{1 - e^{-b_2 N_2}}. \tag{3}$$

Исходя из того (см. рис. 1), что

$$A_p = A_\sigma (1 - e^{-bN}),$$

находим

$$b = -\frac{\ln\left(1 - \frac{A_p}{A_\sigma}\right)}{N}.$$

Расчет $a_э$ производился при следующих допущениях:

1) начальная энергия искажения кристаллической решетки бралась равной нулю;

2) энергия разрушения материала принималась равной единице;

3) используемые в расчетах энергетические уровни считались эквивалентными уровням нагружения и выражались через A_p в соответствии с параметрами режима программного нагружения.

Так как $n_1 = \beta N_n$ и $n_2 = (1-\beta)N_n$, мы вычисляем их для соответствующих уровней нагружения, беря N_n из результатов эксперимента, а $\beta = n_1/n_2$ — из условий нагружения [8, 9].

Результаты вычислений $a_э$ по формуле (2) для сравнения с результатами вычислений сумм относительных долговечностей (a), взятых из работ [8, 9], при одинаковых параметрах режима программного нагружения приведены в таблице. Данные таблицы показывают, что различие

Таблица

Режим нагружения			гладкие		с отверстием		с выточкой	
$n_б$	β	$\Delta\sigma/\sigma-1$	a	$a_э$	a	$a_э$	a	$a_э$
5700 (циклов)	0,25	0,14	2,096	1,940	1,442	1,291	1,684	1,943
		0,28	3,609	2,904	1,939	1,464	1,872	2,004
		0,42	5,433	4,887	2,410	1,899	3,458	1,982
	1,0	0,14	1,610	1,839	1,410	0,929	1,260	1,100
		0,28	2,400	2,102	1,700	1,410	1,450	1,230
		0,42	5,530	2,815	2,320	1,585	1,950	2,144
		0,60	2,070	2,823	1,417	1,444	1,860	2,002
		0,75	2,470	2,713	0,989	1,118	2,270	1,830
	4,0	0,14	1,350	0,817	1,282	1,067	1,240	0,913
		0,28	1,768	1,107	1,545	1,035	1,330	1,112
		0,42	2,375	1,780	1,745	1,843	1,488	1,276

между обеими характеристиками процесса усталости материала при программном нагружении незначительно.

Из изложенного следует, что энергетическое описание процесса накопления усталостных повреждений при программном нагружении свидетельствует о невыполнении для этого процесса гипотезы линейного суммирования повреждений, справедливой для стационарного нагружения.

Ереванский политехнический
институт
НИИФ Одесского государственного
университета

Поступила 1.XII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Г. Диневич, А. А. Ханонкин, Л. Б. Эрлих.* Сб. Детали машин, Изд. Техніка, 1973, вып. 17, стр. 66.
2. *М. А. Барт* и др. Геометрические методы исследования деформаций и напряжения, Тезисы докладов, Челябинск, 1975, стр. 91.
3. *В. С. Иванова.* Усталостное разрушение металлов, Металлургиздат, 1963.
4. *В. Т. Трощенко.* Усталость и неупругость металлов, Изд. Наукова думка, 1971.

5. *Н. В. Олейник, И. С. Мезенцев.* Сб. Детали машин, Изд. Техніка, 1974, вып. 18, стр. 105.
6. *В. В. Федоров.* Сб. Вопросы прочности, износостойкости и динамики деталей машин, Ташкент, 1971, вып. 48, стр. 3.
7. *С. В. Серенсен, В. П. Когаев, Р. М. Шнейдерович.* Несущая способность и расчеты деталей машин на прочность, Изд. Машиностроение, 1975.
8. *Н. В. Олейник, И. С. Мезенцев.* Сб. Прочность металлов при переменных нагрузках, Изд. АН СССР, 1963, стр. 127.
9. *Н. В. Олейник, И. С. Мезенцев.* Изв. вузов, сер. машиностр., 1966, вып. 7, стр. 49.

ՎՆԱՍՎԱԾՔԱՅԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ՑԻԿԼԻԿ ԾՐԱԳՐԱՅԻՆ ԲԵՌՆԱՎՈՐՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Զ. Ֆ. ԶԱԶՅԱՆ, Ի. Ս. ՄԵԶԵՆՑԵՎ, Ա. Ա. ԽԱՆՈՆԿԻՆ

Քանի որ ցիկլիկ ծրագրային բեռնավորման ժամանակ վնասվածքային էներգիան կուտակվում է էքսպոնենցիալ օրենքով, ապա ցույց է տրված, որ այն բավարար չափով բացատրում է փորձնական եղանակով ստացված օրինաչափությունը՝ հոգնածության վնասվածքի կուտակումը նյութում այդպիսի բեռնավորման դեպքում։

DAMAGING ENERGY DURING CYCLIC PROGRAMMED LOADING

Z. F. ZAZYAN, I. S. MEZENTSEV, A. A. KHANONKIN

It has been shown that on the basis of the proposed experimental law, the accumulation of damaging energy during the cyclic programmed of loading satisfactorily explains the gained experimental regulammed of accumulated fatique damage in materials upon such a loading.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 489—490 (1978)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СТРУКТУРА ВАКАНСИЙ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ТВЕРДОМ He^3

О. П. АНИСИМОВА, Г. А. ВАРДАНЯН

Теоретически было предсказано, что в области температур $J \ll T \ll \Delta$ (J — интеграл перекрытия, Δ — ширина зоны [1]) вакансии He^3 образуют макроскопически упорядоченные области радиуса R [2]. Это обстоятельство приводит к удовлетворительному объяснению экспериментальных данных [3] о росте температуры магнитного упорядочения с увеличением приложенного магнитного поля.

Концентрация x вакансий и их энергия E_v в расчете на один узел есть [4]

$$x = \frac{(2M\varepsilon_0)^{3/2}}{6\pi^2 N\hbar^3}, \quad E_v = -\frac{(2M\varepsilon_0)^{5/2}}{30\pi^2\hbar^3 NM}, \tag{1}$$

где ε_0 и M — энергия образования и масса вакансий.

Ниже мы рассмотрим вопрос о поведении вакансий во вращающемся твердом He^3 и покажем, что при вращении с угловой скоростью $\omega \sim 10^{-2}\ c^{-1}$ вакансии собираются около оси вращения. Это, в принципе, означает, что вблизи оси вращения образуется ферромагнитно-упорядоченная цилиндрическая область.

Пусть цилиндрический образец He^3 с радиусом d и длиной h вращается вокруг оси цилиндра с угловой скоростью ω. Для ω, удовлетворяющих условию $\hbar\omega \ll \varepsilon_0 \ll \Delta$, энергия вакансий будет

$$F = -\frac{(2M\varepsilon_0)^{5/2}}{30\pi^2\hbar^3 M}\pi r^2 h + M\omega^2 r^4 \pi\hbar^2. \tag{2}$$

Отсюда равновесному значению F соответствует

$$r = \frac{(\varepsilon_0/\hbar\omega)\,(\varepsilon_0/\Delta)^{1/4}}{\sqrt{7{,}5\pi}}\,a. \tag{3}$$

Минимальную угловую скорость вращения найдем из условия, что $R \sim r$. Тогда

$$\omega = \frac{1}{\hbar}\,\frac{\varepsilon_0^{5/4}}{\Delta^{1/4}\sqrt{7{,}5\pi}}\,\frac{a}{R}. \tag{4}$$

Учитывая, что $\varepsilon_0 \sim \left(0{,}3\,\frac{m}{M}\right)k$, для численной оценки выражение (4) запишем в виде

$$\omega \sim \frac{1}{10\hbar}\,\frac{a}{R}\left(0{,}3\,\frac{m}{M}\right)\left(0{,}3\,\frac{m}{M\Delta}\right)^{1/4}; \tag{5}$$

здесь $R \gg a$, $M \sim \hbar^2/\Delta a^2$.

Таким образом, во вращающемся с угловой скоростью ω He^3 вакансии, которые достаточно тяжелые, вблизи оси вращения образуют ферро-

магнитно-упорядоченную цилиндрическую область. Это может существенно влиять на магнитные свойства вещества.

Ереванский государственный
университет

Поступила 19.V.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц.* ЖЭТФ, 56, 2057 (1969).
2. *А. Ф. Андреев.* Письма ЖЭТФ, 24, 608 (1976).
3. *R. B. Kumer* et al. Phys. Rev. Lett., 34, 517 (1975).
4. *А. Ф. Андреев, В. И. Марченко, А. Э. Мейерович.* Письма ЖЭТФ, 26, 40 (1977).

ՎԱԿԱՆՍԻՈՆՆԵՐԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ ՊՏՏՎՈՂ He^3 ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Օ. Պ. ԱՆԻՍԻՄՈՎԱ, Գ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ պտտվող He^3 բյուրեղում վականսիոնները հավաքվում են պտտման առանցքի մոտ, առաջացնելով ֆերոմագնիսական տիրույթ։

ON THE STRUCTURE OF VACANSIONS IN THE ROTATING He^3

O. P. ANISIMOVA, G. A. VARDANYAN

It is shown, that in the rotating He^3 all the vacansions near the axis of rotation form macroscopic ferromagnetic region.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 491—494 (1978)

СТАТИСТИКА ФЛУКТУАЦИЙ ТОКА ФОТОДЕТЕКТОРА ПРИ ПРИЕМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

Р. А. КАЗАРЯН, А. В. ОГАНЕСЯН

В работе [1] приводится распределение флуктуаций тока на выходе фотодетектора при приеме амплитудно-стабилизированного излучения в присутствии аддитивных шумов, обусловленных шумами Джонсона в нагрузочном сопротивлении фотодетектора. При этом когда дисперсия флуктуаций тока, обусловленного принимаемой интенсивностью, много меньше дисперсии тока, обусловленного тепловыми шумами*, распределение суммарного тока i дается выражением [1]

$$P(i)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_T}\exp\left[-\frac{(i-i_S)^2}{2\sigma_T^2}\right], \tag{1}$$

где σ_T^2 — дисперсия флуктуаций теплового тока, i_S — среднее значение тока, обусловленного принимаемой интенсивностью.

Между тем известно [2], что в турбулентной атмосфере интенсивность I амплитудно-стабилизированного излучения претерпевает флуктуации, описываемые логарифмически-нормальным распределением. В этом случае для времен τ, значительно меньших, чем время когерентности турбулентного канала, i_S в (1) будет случайной величиной, линейно связанной с I. Для получения стационарного распределения флуктуаций тока выражение (1) следует усреднить по ансамблю реализаций i_S, которые в силу линейной зависимости i_S от I также будут подчиняться логарифмически-нормальному распределению

$$P(i_S)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_S i_S}\exp\left[-\frac{(\ln i_S/\bar{i}_S+\sigma_S^2/2)^2}{2\sigma_S^2}\right]. \tag{2}$$

В (2) σ_S^2 и $\bar{i}_S$ соответствуют дисперсии флуктуаций $\ln i_S$ и среднему значению i_S. Таким образом, стационарное распределение флуктуаций i запишется в виде**

$$P_0(i)=\frac{1}{2\pi\sigma_T\sigma_S}\int_0^\infty \frac{\exp\left[-\frac{(i-i_S)^2}{2\sigma_T^2}-\frac{(\ln(i_S/\bar{i}_S)+\sigma_S^2/2)^2}{2\sigma_S^2}\right]}{i_S}\,di_S. \tag{3}$$

---

* Указанное условие в довольно широких пределах выполняется для фотодетекторов без внутреннего усиления.

** Предполагается, что верхняя граничная частота f последетекторного низкочастотного фильтра, образуемого нагрузочным сопротивлением и паразитной емкостью соединений, больше величины $1/\tau$ и что частота измерения i по порядку величины совпадает с $1/\tau$.

Для вычисления интеграла в (3) применим метод наискорейшего спуска [3]. Перейдем к переменной интегрирования $\ln i_S$ и представим подынтегральное выражение в виде $\exp[\psi(i_S)]$, где $\psi(i_S)$ соответствует выражению, стоящему в квадратных скобках в (3). Разложив $\psi(i_S)$ в ряд Тейлора вокруг точки максимума $(\ln i_{So})$, определяемой из условия

$$[\psi(i_S)]'_{\ln i_S = \ln i_{So}} = 0, \tag{4}$$

и ограничившись первыми двумя отличными от нуля членами, перепишем (3) в виде

$$P_0(i) = \frac{1}{2\pi\sigma_T\sigma_S}\exp\left[-\frac{(i-i_{So})^2}{2\sigma_T^2} - \frac{(\ln(i_{So}/\bar{i}_S)+\sigma_S^2/2)^2}{2\sigma_S^2}\right]\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty}\exp\left[\varphi(i_{So})\frac{(\ln i_S - \ln i_{So})^2}{2}\right]d(\ln i_S), \tag{5}$$

где $\varphi(i_{So})$ соответствует второй производной $\psi(i_S)$ в точке $(\ln i_{So})$. Воспользовавшись условием (4), для $\varphi(i_{So})$ можно записать следующее выражение:

$$\varphi(i_{So}) = -\left(\frac{i_{So}}{\sigma_T}\right)^2 + (\ln(i_{So}/\bar{i}_S)+\sigma_S^2/2)/\sigma_S^2 - 1/\sigma_S^2. \tag{6}$$

При этом i_{So} в (5) и (6) согласно (4) будет определяться из уравнения

$$-(i_{So}/\sigma_T)^2 + i\,i_{So}/\sigma_T^2 - (\ln(i_{So}/\bar{i}_S)+\sigma_S^2/2)/\sigma_S^2 = 0. \tag{7}$$

Для сходимости интеграла в (5) достаточно, чтобы при любых i_{So} $\varphi(i_{So}) < 0$. Для выполнения этого условия достаточно потребовать, чтобы в точке своего максимума i_{So}^m, являющегося и точкой наибольшего значения функции, $\varphi(i_{So}^m) < 0$. Найдя единственную экстремальную точку и подставив найденное значение i_{So} в (6), придем к следующему условию существования интеграла в (5):

$$\ln(\sqrt{2}\,\bar{i}_S\sigma_S) + 1{,}5 > \ln\sigma_T + 0{,}5\,\sigma_S^2. \tag{8}$$

В этом случае интеграл в (5) сводится к стандартному табличному интегралу вида [4]

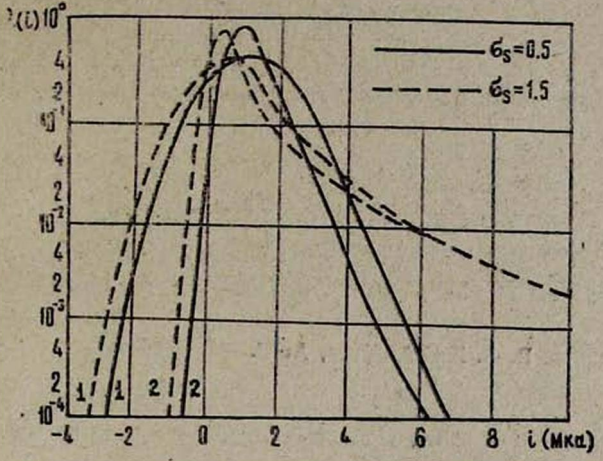
$$\int_{-\infty}^{\infty}\exp[-r^2x^2]\,dx = \sqrt{\pi}/r, \tag{9}$$

и для $P_0(i)$ получаем

$$P_0(i) = \frac{\exp\left[-\frac{(i-i_{So})^2}{2\sigma_T^2}\left(1+\left(\frac{i_{So}\sigma_S}{\sigma_T}\right)^2\right)\right]}{\sqrt{2\pi[2(i_{So}\sigma_S)^2 - i\,i_{So}\sigma_S^2 + \sigma_T^2)]}}, \tag{10}$$

где i_{So} для i определяется из (7).

На рисунке приведены кривые плотности распределения, соответствующие (10) и (7). Анализируя эти кривые, можно придти к следующим выводам: во-первых, в силу своей асимметрии они отличаются от



По оси абсцис отложены значения тока i в микроамперах ($мкА$), по оси ординат—значения плотности распределения $\rho_0(i)$. Индексу 1 соответствует $\sigma_T^2 = 0{,}8\,(мкА)^2$, индексу $2 - \sigma_T^2 = 0{,}08\,(мкА)^2$. Для всех кривых $\bar{i}_S = 1\ мкА$.

гауссова вида, соответствующего (1), и с возрастанием уровня турбулентности ($\sigma_S = 1{,}5$) асимметрия сильно увеличивается; во-вторых, из сопоставления пунктирных кривых для $\sigma_T^2 = 0{,}8\ мкА^2$ и $\sigma_T^2 = 0{,}08\ мкА^2$ при больших относительно $\bar{i}_S$ значениях i ($i > 5\ мкА$) следует, что при высоких уровнях турбулентности статистика флуктуаций i в области больших отклонений i от $\bar{i}_S$ определяется, в основном, уровнем турбулентности атмосферы.

В заключение следует отметить, что при флуктуациях i_S временами может нарушаться условие малости дисперсии тока, обусловленного принимаемой интенсивностью, по сравнению с σ_T^2, однако в силу малости вероятности таких ситуаций обусловленная ими ошибка в значениях плотности распределения в (10) будет незначительной. Это подтверждается и модельной проверкой задачи на ЭВМ.

Институт физических
исследований АН АрмССР

Поступила 30.III.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. К. Пратт.* Лазерные системы связи, Изд. Связь, М., 1972.
2. *В. И. Татарский.* Распространение волн в турбулентной атмосфере, Изд. Наука, М., 1967.
3. *P. Diament, M. C. Teich.* JOSA, 60, 1489 (1970).
4. *И. С. Градштейн, И. М. Рыжик.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, ГИФМЛ, М., 1962.

ՖՈՏՈԸՆԴՈՒՆԻՉԻ ՀՈՍԱՆՔԻ ՖԼՈՒԿՏՈՒԱՑԻԱՆԵՐԻ ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՏՈՒՐԲՈՒԼԵՆՏ ՄԹՆՈԼՈՐՏՈՎ ԱՆՑԱԾ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԸՆԴՈՒՆԵԼԻՍ

Ռ. Ա. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ա. Վ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Դիտարկվում է տուրբուլենտ մթնոլորտի ազդեցությունը ջերմային աղմուկներով սահմանափակման ռեժիմում գործող ֆոտոընդունիչի ելքի հոսանքի ֆլուկտուացիաների ստացիոնար բաշխման վրա։

THE STATISTICS OF PHOTODETECTOR CURRENT FLUCTUATIONS AT THE DETECTION OF RADIATION PASSING THROUGH TURBULENT ATMOSPHERE

R. A. KAZARYAN, A. V. OGANESYAN

The influence of turbulent atmosphere on the stationary distribution of current fluctuations at the output of the photodetector, operating in the thermal noise limitation regime, is considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 13, 495—497 (1978)

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ГЕНЕРАЦИИ СВЧ КОЛЕБАНИЙ

Ж. М. ОВСЕПЯН

В работе [1] рассмотрено действие электронно-лучевого прибора, состоящего из входного и выходного биспиральных резонаторов, и показано, что при выполнении условия синхронизма с одной из медленных волн $\beta_p = \beta_l$ ($l' = 2$ или 4), означающего равенство между периодом поля вдоль биспирального элемента связи и шагом электронной спирали, образованной l-ой волной, можно осуществить регенеративное усиление СВЧ колебаний.

В настоящей работе рассматриваются условия возникновения устойчивой генерации в регенеративном усилителе.

Согласно [1] коэффициент усиления с увеличением тока пучка растет, а при токе, обеспечивающем выполнение равенства

$$Y = Y_p + Y_{el} = 0, \tag{1}$$

наблюдается бесконечный рост амплитуд медленных волн и коэффициента передачи, т. е. происходит самовозбуждение прибора, что свидетельствует о возможности создания генератора на медленной циклотронной или синхронной волне. Если обеспечить $\beta_p = \beta_l$, то условие (1) будет выполняться при наименьшем значении параметра согласования $\alpha_c = 1$ или при значении тока пучка, называемом пусковым и равном

$$I_{\text{пуск.}} = 8\, G_p V_{ol} \frac{\omega_c}{\omega} \left(\frac{a}{cl}\right)^2.$$

Здесь G_p — активная проводимость нагруженного резонатора, V_{ol} — постоянный потенциал биспирали относительно катода, при котором выполняется условие синхронизма с одной из медленных волн, a — радиус спиралей, c — коэффициент, учитывающий геометрию спиралей [2]. Эквивалентная схема элемента связи приведена в [1], согласно которой частота генерации определяется из условия равенства нулю суммарной реактивной проводимости:

$$B = B_p + B_{el} = 0. \tag{2}$$

При выполнении условия синхронизма с одной из медленных волн реактивная электронная проводимость B_{el}, обусловленная данной волной, становится равной нулю, вследствие чего частота генерации, определяемая из условия (2), совпадает с резонансной частотой ω_0 холодного резонатора. При нарушении условия синхронизма ($\beta_p \neq \beta_l$) реактивная электронная проводимость станет отличной от нуля, и выражение (2) будет выполняться при другой частоте ω. Иначе говоря, произойдет электронная перестройка частоты. Относительное изменение частоты генерации из-за нарушения условия синхронизма мало, т. е. $\varepsilon_f = (\omega - \omega_0)/\omega_0 \ll 1$, поэтому величину реактивной проводимости контура $B_p = \omega c - 1/\omega L$ можно представить в виде

$$B_p = 2\varepsilon_f Q_H G_p. \tag{3}$$

В биспиральных элементах связи на условие синхронизма, в общем случае, может влиять как скорость электронного потока (ускоряющий потенциал биспирального резонатора), так и циклотронная частота (магнитное поле). Для определения влияния изменения этих величин на частоту генерации введем понятия относительных расстроек: по ускоряющему потенциалу $\varepsilon_V = (V - V_0)/V_0$ и по магнитному полю $\varepsilon_H = (\omega_c - \omega_{co})/\omega_{co}$, где V и V_0, ω_c и ω_{co} — соответственно текущие и „синхронные" значения продольного ускоряющего потенциала и циклотронной частоты.

Используя выражения для электронных проводимостей, приведенные в [2], из (1) с учетом (3) для ε_f в зависимости от ε_V и ε_H при связи соответственно с медленными циклотронной и синхронной волнами, получаем следующие соотношения:

$$\varepsilon_f = \frac{\beta_p l}{12 Q_H}\left(\varepsilon_V - \frac{2\varepsilon_H}{1 + \omega_0/\omega_{co}}\right), \tag{4}$$

$$\varepsilon_f = \frac{\beta_p l}{12 Q_H}\varepsilon_V. \tag{5}$$

Из полученных выражений следует, что в случае связи с медленной циклотронной волной при изменении как ускоряющего потенциала биспирального резонатора, так и магнитного поля осуществляется электронная перестройка частоты. В случае связи с медленной синхронной волной электронная перестройка частоты имеет место только при изменении ускоряющего потенциала резонатора.

Наиболее ценным свойством данного способа генерации СВЧ колебаний является зависимость частоты генерируемых колебаний от ускоряющего потенциала биспиральных резонаторов. Это дает возможность изменять частоту путем регулирования ускоряющего потенциала, причем изменение частоты можно осуществлять без затраты мощности, так как путем надлежащего выбора диаметра биспирального элемента и точной юстировкой прибора можно исключить перехват потока в резонаторах, т. е. ток в их цепях.

Экспериментальные исследования устройства для случая связи с медленной циклотронной волной показали, что устойчивая генерация наблюдается при $I_{\text{пуск.}} \simeq 175$ *мкА* ($\alpha_c \simeq 1{,}05$). При синхронизме частота генерации совпадала с резонансной частотой холодного резонатора, а при изменении продольного ускоряющего потенциала на $\pm 6\%$ частота генерации изменялась на $\pm 0{,}25\%$, что хорошо согласуется с теоретическими выводами.

Ереванский политехнический
институт

Поступила 6.VI.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж. М. Овсепян. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 207 (1978).
2. А. С. Бондарев, Ж. М. Овсепян. Изв. вузов, Радиоэлектроника, 13, 948 (1968).

ԳԵՐԲԱՐՁՐ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ՄԻ ԵՂԱՆԱԿԻ ՄԱՍԻՆ

Ժ. Մ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

Դիտվում են էլեկտրոնային հոսքի դանդաղ ալիքներով աշխատող ռեգեներատիվ ուժեղացուցիչներում կայուն գեներացիայի առաջացման պայմանները։ Ստացված է արտահայտություն բողարկման հոսանքի համար և գտնված է գեներացվող տատանումների հաճախության կախվածությունը երկայնական արագացնող պոտենցիալից և մագնիսական դաշտից։

ON ONE METHOD OF MICROWAVE OSCILLATIONS GENERATION

J. M. OVSEPYAN

Conditions for the stable generation of microwave oscillations in a regenerative amplifier on the slow transverse waves of an electron beam are considered. The expression for the starting current as well as the dependence of the generation frequency on the accelerating potential and magnetic field are obtained.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ 13 ТОМА ЗА 1978 г.

	вып.	стр.
Абоян А. О. Определение показателя преломления некоторых органических жидкостей для различных характеристических излучений рентгеновского диапазона	4	319
Абоян А. О., Эйрамджян Ф. О. Влияние диффузии бора на рентгеноинтерференционную муаровую картину	3	221
Абрамян М. Г. Устойчивость вложенных самогравитирующих холодных дисков	6	458
Авакьянц Г. М., Ваганян А. И., Димаксян Л. М. О механизмах рассеяния электронов в твердых растворах $In_{1-x}Ga_xP$	2	118
Авакьянц Г. М., Тарумян С. А. Переключение S-диодов из кремния, компенсированного цинком, под действием малого гармонического сигнала в зависимости от температуры и облучения быстрыми электронами	4	291
Авакян В. В., Авунджян А. Т., Антонян К. Г., Казарян С. П., Канканян С. А., Оганесян А. Г., Саркисян А. С., Таманян А. Г. Расчет методом Монте—Карло РПИ-детектора установки для исследования характеристик взаимодействия адронов космических лучей с энергией 500÷5000 *Гэв*	3	172
Авакян Р. О., Армаганян А. А., Косаков И. Х., Петросян Ж. В., Тароян С. П. О возможности использования квазимонохроматического пучка фотонов для измерения энергетической зависимости реакций	5	343
Аветисян С. К. (см. Казарян Э. М.)	3	179
Аветисян С. К., Караханян К. И., Казарян Э. М., Безиryанян П. А. Спектр рентгеновского экситона в сильном магнитном поле	6	448
Авунджян А. Т. (см. Авакян В. В.)	3	172
Агабабян К. Ш., Ароян А. А., Мина Р. Т. Измерение теплопроводности смеси гелия и воздуха	1	39
Агабабян К. Ш., Мина Р. Т. Термодинамический анализ испарительного ожижения газа	5	410
Агаронян К. Г. (см. Казарян А. М.)	4	274
Адамян В. Е. (см. Карапетян Ф. С.)	5	390
Азизян Г. В., Алексанян А. С., Погосян К. П. Экспериментальное определение частотного спектра случайных смещений лазерного пучка в атмосфере	6	464
Айвазов М. И., Александрович С. В., Башилов В. А., Мкртчян В. С. Магнитная восприимчивость диборида гафния	5	387
Айвазян Т. М. К вопросу о различии мёссбауэровских спектров, получаемых при ультразвуковых возбуждениях источника или поглотителя	4	278
Александров И. В., Карамян Л. Г. Кинетика двухуровневой системы при локальном взаимодействии случайно-движущихся частиц	2	102
Александрович С. В. (см. Айвазов М. И.)	5	387
Алексанян А. Г., Мирзабекян Э. Г. Плотность электронных состояний полупроводника, помещенного в магнитное поле и поле ультразвуковой волны	1	19
Алексанян А. С. (см. Азизян Г. В.)	6	464
Алтунян С. А. О возможности использования диодных структур на основе аморфных полупроводников как микроиндуктивностей с большой величиной L	4	309

Алчуджян С. В. (см. Асатиани Т. Л.) 1 3
Анисимова О. П., Варданян Г. А. Структура вакансий во вращающемся твердом He^3 . . . . . 6 489
Антонян К. Г. (см. Авакян В. В.) 3 172
Аракелян М. М., Хачатрян А. А. К нелинейной теории распространения интенсивной звуковой волны в условиях размерного квантования . . . 5 365
Арамянан А. А. (см. Авакян Р. О.) 5 343
Ароян А. А. (см. Агабабян К. Ш.) 1 39
Арутюнян В. М., Буниатян В. В. Влияние захвата на ловушки инжектированных в пролетное пространство носителей заряда на характеристики инжекционно-пролетных диодов 3 189
Арутюнян В. М., Варосян А. Г. Скорость генерации электронно-дырочных пар и время нарушения когерентности колебаний при ударной ионизации в диодах Ганна 5 371
Арутюнян Г. А. (см. Мкртчян Г. Р.) 3 217
Арутюнян М. А., Гантмахер В. Ф., Гаспаров В. А. Исследование малых групп электронов в молибдене 6 474
Арутюнян М. Г., Погосян Г. С., Тер-Антонян В. М. К соотношению между параболическими и сферическими волновыми функциями атома водорода 2 152
Арутюнян С. А. (см. Погосян Я. М.) 5 396
Асатиани Т. Л., Алчуджян С. В., Газарян К. А., Козлинер Л. И., Мартиросян Г. С., Тер-Антонян С. В. Электромагнитные взаимодействия космических мюонов больших энергий и мюонные пары 1 3
Асатрян Г. М., Седракян А. Г. Асимптотика амплитуды упругого рассеяния в суперсимметричной теории 5 337
Асланян В. М., Гарибян В. Х., Дадиванян А. К. Ближний ориентационный порядок и *ИК*-дихроизм 3 225
Бадалян А. Л. (см. Каграманян Л. С.) 6 478
Баранов В. Г. (см. Саркисян З. Г.) 2 143
Барсегян С. Х., Касаманян З. А. О поглощении света в полупроводниковых тонких пленках с участием поверхностных состояний 1 24
Башилов В. А. (см. Айвазов М. И.) 5 387
Безирганян П. А. (см. Казарян Э. М.) 3 179
Безирганян П. А. (см. Аветисян С. К.) 6 448
Безирганян П. А. (см. Егиазарян А. М.) 6 454
Бисярин В. П., Варданян А. С., Третьяков Г. К. О гидрометеорном ослаблении лазерного излучения на волнах 10,6 и 0,63 *мкм* в горных условиях . 4 324
Бугаев А. С., Гуляев Ю. В., Денисенко В. В., Смбатян Ж. Е. К теории акустоэлектронных явлений в полупроводниках в переменном электрическом поле 3 195
Буниатян В. В. (см. Арутюнян В. М.) 3 189
Бурунсузян Г. Э. Цепи СВЧ с заданными фазовыми характеристиками . . 5 376
Ваганян А. И. (см. Авакьянц Г. М.) 2 118
Варданян А. С. (см. Бисярин В. П.) 4 324
Варданян Г. А. (см. Анисимова) О. П.) 6 489
Варданян Г. В. Ферми- и бозе-квазичастицы в решеточной системе . . . 5 356
Варданян Р. Л. (см. Сукиасян С. С.) 3 230
Варданян Р. Л., Ханукаев Б. Б., Ханукаева Н. С., Саркисян А. Ц. Дифференциальный термический анализ некоторых холестерических жидких кристаллов 5 401
Варданян Ю. С. Многослойная модель околоземного космического пространства с учетом горизонтальной составляющей магнитного поля . . . 1 54
Варосян А. Г. (см. Арутюнян В. М.) 5 371

Воскресенский Г. В., Карапетян Г. Г. Ондуляторное излучение сгустка зарядов в волноводе 5 351
Газазян Э. Д., Иванян М. И., Кинбер Б. Е. Равномерная коротковолновая асимптотика поля параболической антенны 2 87
Газарян К. А. (см. Асатиани Т. Л.) 1 3
Галстян Г. Т., Филимонов А. А. Пьезоэлектрические свойства монокристаллов триглицинсульфата, легированных α-аланином (АТГС) 4 305
Галстян Г. Т., Ломова Л. Г. Электрооптические свойства монокристаллов триглицинсульфата, легированных α-аланином (АТГС) 5 384
Гантмахер В. Ф. (см. Арутюнян М. А.) 6 474
Гарибян В. Х. (см. Асланян В. М.) 3 225
Гаспаров В. А. (см. Арутюнян М. А.) 6 474
Гаспарян Р. А. Квантовое акустоэлектрическое взаимодействие в тонких пьезополупроводниковых пленках 3 202
Глушко Б. А., Чалтыкян В. О. Резонансные процессы в трехуровневом атоме . 4 260
Григорян А. М. (см. Егиазарян А. М.) 6 454
Гуляев Ю. В. (см. Бугаев А. С.) 3 195
Гюнашян К. С., Синанян Р. Р., Овсепян Ж. М. Некоторые вопросы теории модуляции света на кристаллах *KDP* в СВЧ светодальномерах . . . 4 286
Давтян А. А. (см. Карапетян Ф. С.) 5 390
Дадиванян А. К. (см. Асланян В. М.) 3 225
Денисенко В. В. (см. Бугаев А. С.) 3 195
Джереджян А. А. (см. Караян Г. С.) 6 468
Джотян А. П. Энергетический спектр электронно-дырочной системы в бесконечно-глубокой одномерной потенциальной яме 1 16
Джотян А. П., Казарян Э. М., Саркисян Н. Э., Энфиаджян Р. Л. Энергия связи иона биэкситона в сильном магнитном поле 5 416
Джотян Г. П. Возбуждение и усиление антистоксовой волны при вынужденном комбинационном рассеянии широкополосной накачки 3 238
Джотян Г. П. К теории вынужденного комбинационного рассеяния излучения с широким частотным спектром 4 269
Джотян Г. П. О некоторых особенностях вынужденного комбинационного рассеяния немонохроматической накачки 2 155
Димаксян Л. М. (см. Авакьянц Г. М.) 2 118
Дорошкевич В. Р. (см. Егиян К. А.) 2 127
Дрмеян Г. Р., Эйрамджян Ф. О. Рентгеновские интерферометры из монокристалла кварца 4 314
Егиян К. А., Каджоян Р. А., Минаев В. С., Сагателян Э. П., Дорошкевич В. Р. Исследование влияния светового облучения и термообработки на оптические свойства пленок *Ge-As-Se* 2 127
Егиазарян А. М., Ростомян А. Г., Григорян А. М., Безиргянян П. А. Исследование условий оптимальности записи *X*-голограмм 6 454
Ерицян О. С. Некоторые особенности поляризации электромагитных волн в гиротропных средах 5 347
Ерицян О. С. Физическая картина брэгговского отражения в холестерических жидких кристаллах 2 83
Егуртджян Ш. Т., Петросян В. П. Изучение стеклования полимеров под действием внешнего давления методом диэлектрических потерь 1 65
Завян З. Ф., Мезенцев И. С., Ханонкин А. А. Повреждающая энергия при циклическом программном нагружении 6 484
Золян Т. С. Регулирование электрических свойств жидкого полупроводника . 1 44
Иванян М. И. (см. Газазян Э. Д.) 2 87
Кабалян Ю. К. (см. Саркисян З. Г.) 2 143

Каграманян Л. С., Бадалян А. Л. Импульсная экспериментальная установка для измерения скорости ультразвука в жидкостях под давлением до 2000 *атм* 6 478
Каджоян Р. А. (см. Егиян К. А.) 2 127
Казарян А. М., Агаронян К. Г. Поглощение света тонкой квантованной полупроводниковой проволокой, содержащей примесные центры 4 274
Казарян А. М., Овасафян К. И. Двухфотонное межзонное поглощение в полупроводниковой проволоке при наличии квантового размерного эффекта . 6 439
Казарян Л. М. Исследование условий выращивания кристаллов ниобата калия—лития в сегнетоэлектрической фазе 3 241
Казарян Р. А., Оганесян А. В. Сравнение эффективностей логических структур двух приемников оптического сигнала 1 34
Казарян Р. А., Оганесян А. В. Статистика флуктуаций тока фотодетектора при приеме излучения, прошедшего турбулентную атмосферу . . . 6 491
Казарян С. П. (см. Авакян В. В.) 3 172
Казарян Э. М., Караханян К. И., Безиргинян П. А., Аветисян С. К. К теории рентгеновского *K*-поглощения 3 179
Казарян Э. М. (см. Джотян А. П.) 5 416
Казарян Э. М. (см. Аветисян С. К.) 6 448
Канканян С. А. (см. Авакян В. В.) 3 172
Карамян Л. Г. (см. Александров И. В.) 2 102
Карапетян Г. Г. (см. Воскресенский Г. В.) 5 351
Карапетян Ф. С., Адамян В. Е., Давтян А. А. Магнитная восприимчивость оксифторидов РЗЭ в интервале температур 2÷1000°К 5 390
Караханян К. И. (см. Казарян Э. М.) 3 179
Караханян К. И. (см. Аветисян С. К.) 6 448
Караян Г. С., Джереджян А. А. Полупроводниковые переключатели на 10 киловольт 6 468
Касаманян Э. А. (см. Барсегян С. Х.) 1 24
Кечечян К. О., Киракосян А. А. Взаимодействие экситонов Ваннье-Мотта с винтовыми дислокациями 2 96
Кинбер Б. Е. (см. Газазян Э. Д.) 2 87
Киракосян А. А., Лантов Х. Распад экситона Ваннье-Мотта на фононах в тонких полупроводниковых проволоках 1 10
Киракосян А. А. (см. Кечечян К. О.) 2 96
Киракосян А. А., Саркисян Э. А. Непрямые переходы, связанные с шероховатостью поверхности квантованной полупроводниковой проволоки . . 6 444
Козлинер Л. И. (см. Асатиани Т. Л.) 1 3
Косаков И. Х. (см. Авакян Р. О.) 5 343
Кочарян Л. А. (см. Мкртчян А. Р.) 2 114
Кулешов В. И. (см. Мартиросян С. М.) 3 211
Лантов Х. (см. Киракосян А. А.) 1 10
Левонян Л. В., Труни К. Г. Динамическая теория рассеяния в кристаллах рентгеновского излучения с конечной длительностью цуга 2 108
Ломова Л. Г. (см. Галстян Г. Т.) 5 384
Мартиросян Г. С. (см. Асатиани Т. Л.) 1 3
Мартиросян С. М., Кулешов В. И. Дальняя зона антенн с качанием луча . . 3 211
Марьин Б. В., Новиков Л. С., Поландов А. Г., Тельцов М. В. Исследование характеристик канальных электронных умножителей при регистрации протонов низких энергий 2 136
Матевосян Г. Г. Влияние внешнего однородного СВЧ электрического поля на потери энергии заряженной частицы в плазме 6 431
Мезенцев И. С. (см. Зазян З. Ф.) 6 484

Меликян К. С. К расчету сферической аберрации концентрического объектива . 1 29
Мина Р. Т. (см. Агабабян К. Ш.) 1 39
Мина Р. Т. (см. Агабабян К. Ш.) 5 410
Минаев В. С. (см. Егиян К. А.) 2 127
Мирзабекян Э. Г. (см. Алексанян А. Г.) 1 19
Митоян С. В. Об эффективности генерации высокоэнергичных γ-квантов при взаимодействии адронов различной природы 4 253
Мкртчян А. Р., Кочарян Л. А. Об одной возможности регулирования и подавления резонансного взаимодействия гамма-излучения с веществом . . 2 114
Мкртчян А. Р. (см. Мкртчян Г. Р.) 3 217
Мкртчян В. С. (см. Айвазов М. И.) 5 387
Мкртчян Г. Р., Арутюнян Г. А., Пулатов М., Мкртчян А. Р. Об изоморфном замещении магния железом в людвигите-вонсените 3 217
Мкртчян Г. С. Пиннинг вихрей в джозефсоновском контакте 1 49
Мовсисян Л. М. К вопросу о возможности удвоения энергии линейных ускорителей 1 60
Новиков Л. С. (см. Марьин Б. В.) 2 136
Оганесов Г. Т. (см. Саркисян З. Г.) 2 143
Овасафян К. И. (см. Казарян А. М.) 6 439
Овсепян Ж. М. Об одном виде регенеративного усиления СВЧ колебаний . . 3 207
Овсепян Ж. М. (см. Гюнашян К. С.) 4 286
Овсепян Ж. М. Об одном способе генерации СВЧ колебаний 6 495
Оганесян А. В. (см. Казарян Р. А.) 1 34
Оганесян А. В. (см. Казарян Р. А.) 6 491
Оганесян А. Г. (см. Авакян В. В.) 3 172
Петросян В. П. (см. Егуртджян Ш. Т.) 1 65
Петросян Ж. В. (см. Авакян Р. О.) 5 343
Погосян Г. С., Тер-Антонян В. М. Связь между декартовыми и полярными волновыми функциями кругового осциллятора и динамическая симметрия O(3) 4 235
Погосян Г. С. (см. Арутюнян М. Г.) 2 152
Погосян К. П. (см. Азизян Г. В.) 6 464
Погосян Я. М., Чалабян М. А. Электронномикроскопическое исследование структуры доменных границ и ряби намагниченности обменносвязанных двухслойных пленок 4 298
Погосян Я. М., Арутюнян С. А. Влияние магнитных характеристик пермаллоевых пленок на червеобразное движение доменных границ 5 396
Поландов А. Г. (см. Марьин Б. В.) 2 136
Потапенко Я. Л. Температурная зависимость катодно-плазменной кластеризации в гетеропереходе 1 72
Пулатов М. (см. Мкртчян Г. Р.) 3 217
Роганян И. А. (см. Шабоян С. А.) 2 132
Ростомян А. Г. (см. Егиазарян А. М.) 6 454
Сагателян Э. П. (см. Егиян К. А.) 2 127
Саркисян А. С. (см. Авакян В. В.) 3 172
Саркисян А. Ц. (см. Варданян Р. Л.) 5 401
Саркисян З. Г., Оганесов Г. Т., Кабалян Ю. К., Баранов В. Г. Особенности кристаллизации полибромопрена 2 143
Саркисян И. З. (см. Джотян А. П.) 5 416
Саркисян Э. А. (см. Киракосян А. А.) 6 444
Свиридов И. Ф. Тензочувствительность образцов *p-Ga-As* 5 406
Седракян А. Г. (см. Асатрян Г. М.) 5 337
Синанян Р. Р. (см. Гюнашян К. С.) 4 286

Смбатян Ж. Е. (см. Бугаев А. С.) 3 195
Сукиасян С. С., Ьарданян Р. Л. Особенности диэлектрического поглощения в некоторых холестерических жидких кристаллах 3 230
Таманян А. Г. (см. Авакян В. В.) 3 172
Тароян С. П. (см. Авакян Р. О.) 5 343
Тарумян С. А. (см. Авакьянц Г. М.) 4 291
Тельцов М. В. (см. Марьин Б. В.) 2 136
Тер-Антонян В. М. (см. Арутюнян М. Г.) 2 152
Тер-Антонян В. М. (см. Погосян Г. С.) 3 235
Тер-Антонян С. В. (см. Асатиани Т. Л.) 1 3
Третьяков Г. К. (см. Бисярин В. П.) 4 324
Труни К. Г. (см. Левонян Л. В.) 2 108
Филимонов А. А. (см. Галстян Г. Т.) 4 305
Ханонкин А. А. (см. Зазян З. Ф.) 6 484
Ханукаев Б. Б. (см. Варданян Р. Л.) 5 401
Ханукаева Н. С. (см. Варданян Р. Л.) 5 401
Харатян С. Г. О связи между мультипликативными симметриями и правилами суперотбора в аксиоматике Вайтмана 2 149
Харатян С. Г. О приготовлении состояний составных систем 3 167
Хачатрян А. А. (см. Аракелян М. М.) 5 365
Чалабян М. А. (см. Погосян Я. М.) 4 298
Чалтыкян В. О. (см. Глушко Б. А.) 4 260
Шабоян С. А., Роганян Н. А. Влияние полос роста на дефектообразование в бездислокационном кремнии в результате высокотемпературных технологических операций 2 132
Эйрамджян Ф. О. (см. Абоян А. О.) 3 221
Эйрамджян Ф. О. (см. Дрмеян Г. Р.) 4 314
Энфиаджян Р. Л. (см. Джотян А. П.) 5 416

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Հ. Հ. Մաթևոսյան. *Արտաքին համասեռ ԴԲՀ էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը լիցքավորված մասնիկի էներգիայի կորուստների վրա պլազմայում իոնների շարժումը ինքնահամաձայնեցված դաշտերում հաշվի առնելու դեպքում* . . . 431

Ա. Մ. Ղազարյան, Կ. Ի. Հովսեփյան. *Երկֆոտոնային միջզոնային կլանումը կիսահաղորդչային լարում չափային քվանտային էֆեկտի առկայության դեպքում* . 439

Ա. Ա. Կիրակոսյան, Է. Ա. Սարգսյան. *Մակերևույթային խորդուբորդություններով պայմանավորված ոչ ուղիղ անցումները քվանտացված կիսահաղորդչային լարում* . 444

Մ. Կ. Ավետիսյան, Կ. Ի. Կարախանյան, Է. Մ. Ղազարյան, Պ. Հ. Բեգիրգանյան. *Ռենտգենյան էքսիտոնի սպեկտրը ուժեղ մագնիսական դաշտում* 448

Ա. Մ. Եղիազարյան, Ա. Հ. Ռոստոմյան, Ա. Մ. Գրիգորյան, Պ. Հ. Բեգիրգանյան. *X-հոլոգրամների գրանցման օպտիմալ պայմանների հետազոտումը* . . . 454

Մ. Գ. Աբրահամյան. *Ներդրված ինքնագրավիտացվող սառը սկավառակների կայունությունը* 458

Հ. Վ. Ազիզյան, Ա. Ս. Ալեքսանյան, Կ. Պ. Պողոսյան. *Մթնոլորտում լազերային փնջի պատահական շեղումների հաճախային սպեկտրի փորձնական որոշումը* . . 464

Հ. Ս. Ղարայան, Հ. Հ. Ջերեջյան. *10 կիլովոլտի կիսահաղորդչային փոխանջատիչներ* 468

Մ. Հ. Հարությունյան, Վ. Ֆ. Գանտմախեր, Վ. Ս. Գասպարով. *Էլեկտրոնների փոքր խմբերի ուսումնասիրությունը մոլիբդենում* 474

Լ. Ս. Ղահրամանյան, Ա. Լ. Բադալյան. *Հեղուկներում ուլտրաձայնի արագությունը մինչև 2000 մԹն. ճնշման տակ չափող փորձարարական հարմարանք* . . . 478

Զ. Ֆ. Զազյան, Ի. Ս. Մեգենցև, Ա. Ա. Խանոնկին. *Վնասվածքային էներգիան ցիկլիկ ծրագրային բեռնավորման ժամանակ* 484

Համառոտ հաղորդումներ

Ծ. Պ. Աճիսխմովա, Գ. Ա. Վարդանյան. *Վականսիոնների կառուցվածքը պտտվող He^3 բյուրեղում* 489

Ռ. Ա. Ղազարյան, Ա. Վ. Հովհաննիսյան. *Ֆոտոընդունիչի հոսանքի ֆլուկտուացիաների վիճակագրությունը տուրբուլենտ մԹնոլորտով անցած ճառագայթումը ընդունելիս* 491

Ծ. Մ. Հովսեփյան. *Գերբարձր հաճախության տատանումների գննարացման մի եղանակի մասին* 495

СОДЕРЖАНИЕ

Г. Г. Матевосян. Влияние внешнего однородного СВЧ электрического поля на потери энергии заряженной частицы в плазме с учетом движения ионов в самосогласованных полях 431

А. М. Казарян, К. И. Овасафян. Двухфотонное межзонное поглощение в полупроводниковой проволоке при наличии квантового размерного эффекта . . 439

А. А. Киракосян, Э. А. Саркисян. Непрямые переходы, связанные с шероховатостью поверхности кантованной полупроводниковой проволоки 444

С. К. Аветисян, К. И. Караханян, Э. М. Казарян, П. А. Безирганян. Спектр рентгеновского экситона в сильном магнитном поле 448

А. М. Егиазарян, А. Г. Ростомян, А. М. Григорян, П. А. Безирганян. Исследование условий оптимальности записи *X*-голограмм 454

М. Г. Абрамян. Устойчивость вложенных самогравитирующих холодных дисков . 458

Г. В. Азизян, А. С. Алексанян, К. П. Погосян. Экспериментальное определение частотного спектра случайных смещений лазерного пучка в атмосфере . . 464

Г. С. Караян, А. А. Джереджян. Полупроводниковые переключатели на 10 киловольт 468

М. А. Арутюнян, В. Ф. Гантмахер, В. А. Гаспаров. Исследование малых групп электронов в молибдене 474

Л. С. Каграманян, А. Л. Бадалян. Импульсная экспериментальная установка для измерения скорости ультразвука в жидкостях под давлением до 2000 *атм* . 478

З. Ф. Зазян, И. С. Мезенцев, А. А. Ханонкин. Повреждающая энергия при циклическом программном нагружении 484

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О. П. Анисимова, Г. А. Варданян. Структура вакансий во вращающемся твердом He^3 489

Р. А. Казарян, А. В. Оганесян. Статистика флуктуаций тока фотодетектора при приеме излучения, прошедшего турбулентную атмосферу 491

Ж. М. Овсепян. Об одном способе генерации СВЧ колебаний 495