Нами было получено также явное выражение для кинетической энергии системы как функционала двухчастичной функции плотности $n_2(r_1, r_2)$ [4—6]:

$$T[n_2] = \frac{1}{N-1}\int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \cdot \left\{\frac{3}{5}(72\pi^4/p^2)^{1/3}[n_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]^{4/3} + \right.$$

$$\left. + \left[\frac{5}{576}\frac{[(\nabla_1+\nabla_2)\,n_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]^2}{n_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)} - \frac{1}{48}\frac{(\Delta_1+\Delta_2)\,n_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{[n_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]^{1/3}}\right]\right\},$$

где $p$ — фактор вырождения, равный числу возможных значений проекций дискретных координат (для электронов $p=2$, для нуклонов $p=4$ и т. д.).

Обобщенная теорема Хоэнберга—Кона, таким образом, может рассматриваться как основная теорема нового физического подхода к описанию ферми-систем, учитывающего корреляционные и обменные эффекты в исходной формулировке и в силу этого обладающего гораздо более широкой областью применения, чем одночастичные подходы.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] Теория неоднородного электронного газа/Под ред. С. Лундквиста, Н. Марча. М., 1987. [2] Hohenberg P., Kohn W.//Phys. Rev. 1964. 136, N 3B. P. 864. [3] Dreizler R. M., Gross E. K. U. Density Functional Theory. Springer-Verlag, 1990. [4] Гаджиев А. М., Еркович О. С., Комаров В. В., Попова А. М.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. 31, № 4. С. 73. [5] Еркович О. С., Комаров В. В., Попова А. М. и др.//Там же. 1991. 32, № 4. С. 42. [6] Еркович О. С., Комаров В. В., Попова А. М.//Поверхность. 1993. № 2. С. 5.

Поступила в редакцию
27.10.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 2

## РАДИОФИЗИКА

УДК 621.318.136

# О ПОРОГЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В ОБРАЗЦАХ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

**Е. В. Лебедева, Н. С. Седлецкая, И. Т. Трофименко**
*(кафедра радиофизики)*

**Общее уравнение для параметрического процесса в ограниченных средах использовано при расчете порога возбуждения спиновых волн в образцах монокристаллов ферритов. Получено хорошее соответствие результатов расчетов и экспериментов. Учет конечных размеров образцов позволил объяснить особенности хода пороговых кривых для сфер малого диаметра (доли миллиметра). С помощью нелинейного $LC$-фильтра нижних частот радиодиапазона проведено моделирование параметрических процессов в средах с малыми и большими потерями.**

При изучении параметрического возбуждения спиновых волн (СВ) в магнитных материалах обычно предполагается, что пороговые формулы, полученные для плоских СВ в безграничной среде [1, 2], применимы и для образцов конечных размеров. Однако такое предположение справедливо только при условии, что длина СВ много меньше размеров образца. Это требование часто не выполняется. Действительно, из расчета зависимостей пороговых полей $h_{\text{crit}}$ от внешнего постоянного магнитного поля $H$ для СВ с частотой $\omega_k=\omega/2$, где $\omega$ — частота накачки, следует, что при любой ориентации переменного магнитного поля $\mathbf{h}$ относительно $\mathbf{H}$ существует интервал значений постоянных магнитных полей, для которых минимальным порогом обладают СВ с волновыми числами $k\approx0$. Для таких длинных волн необходимо учитывать граничные условия.

При уменьшении размеров образца $L$ влияние границ на возбуждение СВ проявляется в изменении характера зависимости $h_{\text{crit}}(H)$. Исследования, проведенные на сферических образцах монокристаллов иттрий-железных гранатов (ИЖГ) с диаметром от 1,02 до 0,18 мм [3], показали, что с уменьшением $L$ до 0,18 мм наблюдается заметное увеличение $h_{\text{crit}}$ при всех $H<H_c$ и резкое возрастание $h_{\text{crit}}$ при переходе через $H_c$ — поле, соответствующее минимуму $h_{\text{crit}}(H)$ (рис. 1). Аналогичный ход $h_{\text{crit}}(H)$ вблизи $H_c$ со стороны больших $H$ был получен на пленках ИЖГ при уменьшении области воздействия на пленку локальной накачки [4]. Такие результаты не удается объяснить, используя известные аппроксимации зависимости параметра затухания возбуждаемых СВ $\Delta H_k$ от величины и направления волнового вектора $\mathbf{k}$.

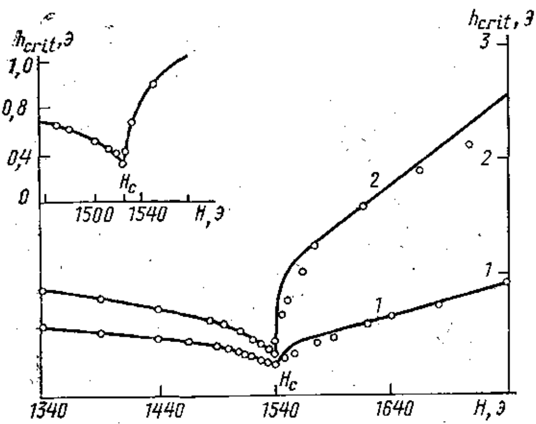


Рис. 1. Зависимость $h_{\text{crit}}$ от $H$ при частоте накачки $f=9{,}3$ ГГц и $\mathbf{h}\parallel\mathbf{H}$, $\mathbf{H}\parallel[111]$. Сплошные кривые — расчет, точки — эксперимент [3]; $L=1{,}02$ (*1*) и 0,18 мм (*2*). На вставке — фрагмент зависимости $h_{\text{crit}}$ от $H$ для $L=0{,}18$ мм, рассчитанный в предположении, что спект СВ ограничен со стороны малых $k$

Учет влияния размеров образца на параметрическое возбуждение СВ был проведен в работах [5, 6] при квантовомеханическом расчете $h_{\text{crit}}$ для сфер и пластин. Предполагалось, что основным механизмом воздействия границ на $h_{\text{crit}}$ является двухмагнонный процесс рассеяния СВ на поверхности образца. В этом случае $h_{\text{crit}}$ определялось из решения уравнения

$$\operatorname{ctg}(\varkappa L)=-\delta/\varkappa, \tag{1}$$

где $\varkappa=\sqrt{(\sigma_0 h_{\text{crit}})^2-\delta^2}$, $\sigma_0$ — параметр связи СВ с полем накачки, $\delta$ — декремент затухания СВ.

В предельных случаях для параллельной накачки ($\mathbf{h}\parallel\mathbf{H}$)

$$\begin{aligned}
&\text{при } l\ll L \quad h_{\text{crit}}=\frac{\omega}{4\pi M_s\gamma\sin^2\theta_k}\sqrt{\Delta H_{k0}^2+\left(\frac{\pi v_g}{\gamma_1 L}\right)^2},\\
&\text{при } l\gg L \quad h_{\text{crit}}=\frac{\omega}{4\pi M_s\gamma\sin^2\theta_k}\sqrt{\Delta H_{k0}^2+\left(\frac{\pi v_g}{2\gamma_1 L}\right)^2},
\end{aligned} \tag{2}$$

где $l=v_g/(\gamma_1\Delta H_{k0})$ — длина свободного пробега СВ, $\gamma$ — гиромагнитное отношение (для ИЖГ $\gamma=2{,}8$ МГц/Э), $\gamma_1=2\pi\gamma$, $v_g$ — групповая скорость СВ, $4\pi M_s$ — намагниченность насыщения, $\Delta H_{k0}$ — параметр затухания СВ в бесконечной среде, $\theta_k$ — полярный угол вектора $\mathbf{k}$.

Следует отметить, что параметрическое возбуждение волн в среде с нелинейными параметрами при синфазной накачке изучалось также в рамках чисто классической теории в ряде работ (см., напр., [7, 8]). Если параметрическое воздействие осуществляется в ограниченной области среды с согласованными концами, то возбуждение представляется в виде двух волн, бегущих навстречу друг другу внутри «активной» области, аналогично картине возбуждения СВ. За границами этой области волны затухают, причем никаких дополнительных предположений о механизмах возбуждения на границах не используется. Порог параметрического возбуждения определяется соотношением между глубиной модуляции параметра нелинейной среды, величиной потерь в среде и размерами «активного» участка. Для одномерного случая уравнение для определения пороговой величины амплитуды накачки полностью совпадает с выражением (1). Подобные аналогии позволяют использовать модельные и расчетные подходы для исследования процессов параметрического возбуждения СВ в ферритах.

В настоящей работе проведен расчет порога параметрического возбуждения СВ на основе решения уравнения (1). Расчет проводился для конкретных экспериментальных условий, использованных в работах [3] и [9]. Одновременно проводилось моделирование параметрических процессов при синфазной накачке нелинейного $LC$-фильтра нижних частот радиодиапазона.

## Результаты расчетов и обсуждение

1. Параллельная накачка ($\mathbf{h}\|\mathbf{H}$). Наиболее простое выражение для $h_{\text{crit}}$ монокристаллических образцов без учета влияния границ получается при $H$, параллельном осям кристалла [100] или [111]:

$$h_{\text{crit}}=\frac{\omega\Delta H_k}{4\pi M_s\gamma\sin^2\theta_k}. \tag{3}$$

Для каждого $H$ обычно проводится минимизация выражения (3) с учетом дисперсионного соотношения

$$\omega_k^2=(\omega/2)^2=\gamma^2(H_{\text{in}}+Dk^2)(H_{\text{in}}+Dk^2+4\pi M_s\sin^2\theta_k) \tag{4}$$

и предположения, что $\Delta H_k$ — величина постоянная. Здесь внутреннее поле $H_{\text{in}}=H-H_d-H_a$, $H_d$ — размагничивающее поле образца, $H_a$ — поле анизотропии, $D$ — обменная константа. При этом наинизшим $h_{\text{crit}}$ обладают СВ с наибольшим допустимым $\theta_k$. После такой минимизации для более точного совпадения с результатами эксперимента подбирается зависимость $\Delta H_k$ от $k$ и $\theta_k$. Наиболее часто используется аппроксимация $\Delta H_k=A+Bk$ при $H<H_c$ и

$$\Delta H_k=A+A_1\sin^2 2\theta_k \text{ при } H>H_c. \tag{5}$$

Полученные в результате минимизации $h_{\text{crit}}$ по формулам (3) и (4) зависимости $k$ и $\theta_k$ от $H$ представлены на рис. 2 штриховыми линиями. Видно, что при $H>H_c$ величина $k=0$, а $\theta_k$ уменьшается от 90° до 0 с увеличением $H$.

В данной работе при минимизации $h_{\text{crit}}$ размер образца учитывался уравнением (1). Для каждого $H$ определялось $k$, соответствующее минимальному $h_{\text{crit}}$. Использовались следующие соотношения:

$$\sigma_0=4\pi M_s\gamma\sin^2\theta_k\gamma_1/\omega v_g,\quad \delta=\Delta H_{k0}\gamma_1/v_g.$$

Выражение для $v_g$ записывалось в виде [10]

$$\mathbf{v}_g = D\gamma_1 k (\varepsilon + \varepsilon^{-1}) \mathbf{e}_k + \varepsilon k^{-1} 4\pi M_s \gamma_1 \sin\theta_k \cos\theta_k \mathbf{e}_{\theta_k}, \tag{6}$$

где $\mathbf{e}_k$, $\mathbf{e}_{\theta_k}$ — единичные векторы, $\varepsilon^{-1}$ — эллиптичность СВ,

$$\varepsilon = -\frac{4\pi M_{ss}\gamma}{\omega}\sin^2\theta_k + \sqrt{1 + \left(\frac{4\pi M_s\gamma}{\omega}\sin^2\theta_k\right)^2}.$$

В выражении (6) второй член должен играть существенную роль при $H > H_c$, и тем большую, чем меньше $k$. Зависимость $\Delta H_k(k)$ использовалась в виде, характерном для процесса трехмагнонного слияния [11]:

$$\Delta H_k = A + B\mathscr{L}(k/k_{\text{crit}}), \tag{7}$$

где

$$\mathscr{L} = \frac{1}{1,39x}\ln\left[1 + \frac{8x^2(1+2x^2)}{1+8x^2}\right], \quad x = \frac{k}{k_{\text{crit}}}.$$

Коэффициенты $A$, $B$ и $k_{\text{crit}}$ определялись по данным работы [3] для образца с $L=1{,}02$ при $H<H_c$: $A=0{,}135$ Э, $B=0{,}276$ Э, $k_{\text{crit}}=2\cdot10^6$ см$^{-1}$.

Результаты расчетов $h_{\text{crit}}(H)$ для образцов с $L=1{,}02$ и 0,18 мм приведены на рис. 1 (сплошные линии). Здесь же нанесены экспериментальные точки по данным работы [3]. При всех $H$ наблюдается хорошее соответствие результатов расчета и эксперимента. При уменьшении $L$ до 0,18 мм $h_{\text{crit}}$ возрастает при всех $H$, в том числе и $H_c$. Если предположить, что спектр возбуждаемых СВ не зависит

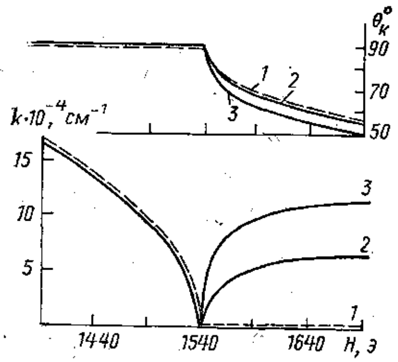


Рис. 2. Зависимость $k$ и $\theta_k$ от $H$ при $\mathbf{h}\parallel\mathbf{H}$. Штриховые кривые (1) — результат обычной минимизации, сплошные — расчет по формуле (1); $L=1{,}02$ (2) и 0,18 мм (3)

от $L$, то с уменьшением $L$ возрастает величина $A$. Такому подходу соответствует кривая 2 на рис. 1. Возможен и другой вариант: величина $A$ не зависит от $L$, но спектр СВ ограничен со стороны малых $k$. Это должно приводить к сдвигу $H_c$ в сторону меньших $H$. Для случая работы [3] ($k\approx5\cdot10^4$ см$^{-1}$) этот сдвиг равен 12 Э (см. вставку на рис. 1). Так как в работе [3] графики приведены в относительных значениях $H$, то по этим данным проверить правильность предположения нельзя. В его пользу говорят результаты работы [4], где сдвиг $H_c$ равен 6÷9 Э.

Зависимости $k(H)$ и $\theta_k(H)$ на рис. 2 показывают, что в образцах конечных размеров при $H>H_c$ возрастают значения $k$. Это согласуется с данными [12] по изучению рассеяния света на параметрически возбужденных СВ в пленке ИЖГ при параллельной накачке, когда СВ с малыми $k\approx0$ возбуждались только в интервале $H-H_c=\pm50$ Э и имели наинизший порог в узкой области $H-H_c=\pm12$ Э. Такое поведение $k$ при $H>H_c$ в образцах конечных размеров является результатом компромисса между требованием максимальной эллиптичности (максимального $\theta_k$), определяющей связь волн с полем накачки, и малой $v_g$ (большие $k$).

Расчет показал, что для сферических образцов с $L=1{,}02$ мм возбуждение СВ с $k \leqslant 10^4$ см$^{-1}$ невыгодно, так как $v_g$ этих волн очень велика и для всех $H$ расчетные значения $h_{crit}$ значительно превышают экспериментальные.

Отметим, что аппроксимация (5) естественным образом получается из формулы (2), справедливой для $L \approx 1$ мм, когда $l<L$. При $H>H_c$ первый член в (6) более чем на порядок меньше второго и с точностью до 10% можно записать

$$\sqrt{\Delta H_{k0}^2+\left(\frac{\pi v_g}{\gamma_1 L}\right)^2} \simeq \Delta H_{k0}\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{\pi\cdot 4\pi M_s\varepsilon}{2Lk\Delta H_{k0}}\right)^2\right]\sin^2 2\theta_k = A+A_1\sin^2 2\theta_k.$$

2. Перпендикулярная накачка ($\mathbf{h}\perp\mathbf{H}$). Расчет $h_{crit}$ при $\mathbf{h}\perp\mathbf{H}$ с учетом конечных размеров образца был проведен для ориентации $\mathbf{H}\|[100]$, так как для этого направления выражение для $h_{crit}$ идеального монокристалла без учета границ получается наиболее простым [10]:

$$h_{crit}=\frac{\omega}{4\pi M_s\gamma}\cdot\frac{(\omega^2-\gamma^2H^2)\,\Delta H_k}{\sin\theta_k\cos\theta_k\,[\omega^2+2\gamma^2H\,(H_{in}+Dk^2)]}.$$

Расчет $h_{crit}$ с учетом размерных эффектов проводился для данных работы [9] по формуле (1). Величина параметра связи $\sigma_0$ в этом случае равна

$$\sigma_0=\frac{4\pi M_s\gamma\gamma_1\sin\theta_k\cos\theta_k}{\omega v_g\,(\omega^2-\gamma^2H^2)}\,[\omega^2+2\gamma^2H\,(H_{in}+Dk^2)].$$

Зависимость $\Delta H_k(k)$ выбиралась в виде (7), где $A$ определялось из условия равенства $h_{crit\,theor}$ и $h_{crit\,exp}$ при $H=1000$ Э ($k \simeq 4{,}3\times10^5$ см$^{-1}$), когда вклад размерных эффектов мал, постоянная $B$ находилась из зависимости $h_{crit}(H)$ при $\mathbf{h}\|\mathbf{H}$ в области $H<H_c$ для того же образца. Получено $A=0{,}23$ Э, $B=0{,}208$ Э, $k_{crit}=2{,}5\cdot10^6$ см$^{-1}$.

Результаты расчета для $L=1{,}3$ мм приведены на рис. 3 (кривая *1*). Здесь же нанесены экспериментальные точки по данным работы [9, рис. 3.31]. Видно, что рассчитанная зависимость $h_{crit}(H)$ совпадает с экспериментальной, за исключением области резкого излома на экспериментальной кривой вблизи $H=1600$ Э. Такая экспериментальная зависимость $h_{crit}(H)$ типична для монокристаллов ИЖГ высокого качества. Для ее описания различными авторами было предложено несколько вариантов выражений $\Delta H_k(k,\theta_k)$. Физическое обоснование подобного вида пороговых кривых дал Паттон [13], предположив, что в полях $H$, выше которых по дисперсионному соотношению возможно возбуждение СВ с любыми $k$, происходит перескок от возбуждения коротких СВ к возбуждению длинных, что связано с характером зависимости $\Delta H_k$ от $k$. Вид зависимости $\Delta H_k(k,\theta_k)$ подбирался в [13] эмпирически отдельно для малых и больших $k$.

Кривая 2 на рис. 3 построена по расчетным данным для образца с $L$=0,18 мм. Видно, что в отличие от параллельной накачки в данном случае при изменении размеров образца не происходит никаких существенных изменений в зависимости $h_{crit}(H)$, кроме общего увеличения $h_{crit}$, что совпадает с выводом работы [3].

На рис. 4 приведены значения $k$ и $\theta_k$ для образцов с $L$=1,3 и

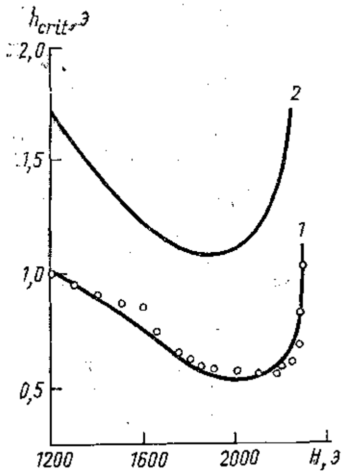


Рис.3. Зависимость $h_{crit}$ от $H$ при $f$=9,3 ГГц и $\mathbf{h}\perp\mathbf{H}$, $\mathbf{H}\|[100]$. Сплошные кривые — расчет, точки — эксперимент [9]; $L$=1,3 (1) и 0,18 мм (2)

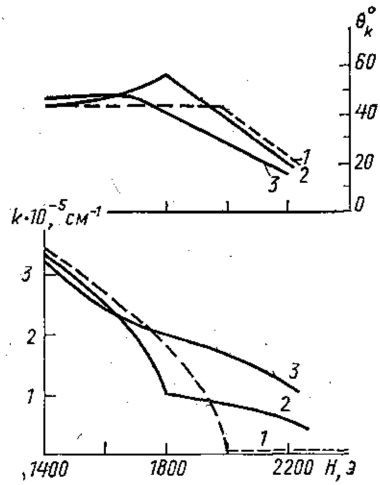


Рис. 4. Зависимость $k$ и $\theta_k$ от $H$ при $\mathbf{h}\perp\mathbf{H}$. Штриховая кривая (1) — результат обычной минимизации, сплошные — расчет по формуле (1); $L$=1,3 (2) и 0,18 мм (3).

0,18 мм. Здесь же представлены $k(H)$ и $\theta_k(H)$, полученные путем обычной минимизации без учета граничных условий. Приведенные для $L$=1,02 мм зависимости в целом подтверждают предположение, высказанное в работе [13]. Действительно, в области возбуждения коротких СВ величина $\theta_k$ держится постоянной, в области перескока к длинным СВ угол $\theta_k$ возрастает, а потом уменьшается до нуля. Для $L$=0,18 мм зависимости $\theta_k$ от $H$ носят монотонный характер. Конкретные значения $k$ зависят от $L$.

## Моделирование параметрических процессов в ограниченных средах

Модельные эксперименты были проведены на макете типа фильтра низких частот в диапазоне нескольких мегагерц с числом ячеек $N$=96. Параметры ячеек линии подобраны одинаковыми с точностью не хуже 1%. Синфазная накачка подавалась на ячейки через небольшие емкости от низкоомного источника сигнала, что практически полностью исключало дополнительную связь ячеек через тракт накачки. Эксперименты в основном проводились в диапазоне частот субгармоник от $0{,}5 f_{crit}$ до $f_{crit}$, при этом для накачки линия была запредельной. Электрическая длина линии в указанном диапазоне частот составляла от 12 до 48 длин волн субгармоники. Декремент затухания менялся от величины порядка 0,01 на частотах вблизи $0{,}5 f_{crit}$ до 0,2÷0,5 вблизи $f_{crit}$.

Измерялось пороговое напряжение накачки в зависимости от длины «активного» участка линии $L$, частоты $f$ и величины потерь $\delta$, а также распределение амплитуды субгармоники $A_{sh}$ вдоль линии. Результаты измерений качественно и количественно подтверждают известные теоретические выводы: порог уменьшается с увеличением длины «активного» участка и уменьшением потерь.

На рис. 5 приведены типичные распределения $A_{sh}$ вдоль линии ($N$ — номер ячейки) вблизи порога для случаев, когда «активный» участок линии занимал область с 17-й по 72-ю ячейку, а вне этого участка накачка не подавалась. На «активном» участке амплитуда накачки постоянна. Распределение $A_{sh}$ представляет собой интерференционную картину наложения двух синхронных волн, бегущих в противоположных направлениях. Огибающая этого распределения при небольших потерях (рис. 5, *а*) имеет максимум в центре «активного» участка линии, а на краях спадает до некоторого уровня, величина которого тем меньше, чем больше потери. Это соответствует случаю возбуждения СВ с $l>L$ (для $L$=0,18 мм и $H>H_c$). При больших потерях (рис. 5, *б*) интерференционная картина усложняется: вся область генерации как бы распадается на отдельные участки с провалами амплитуды до нуля, при этом общая огибающая также падает до нуля на краях линии. Различие потерь на разных краях линии связано с небольшим монотонным изменением параметров ячеек вдоль линии, что становится существенным вблизи частоты отсечки. Этот случай моделирует возбуждение СВ с $l<L$, что соответствует всей области $H$ для сферы с $L\simeq 1$ мм.

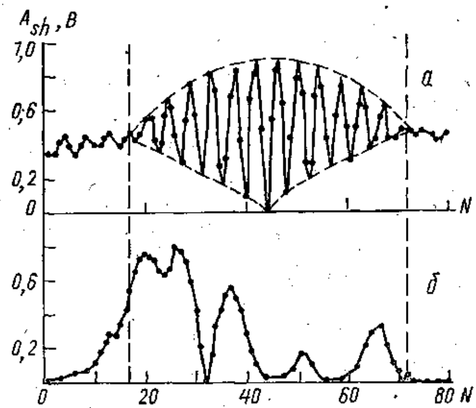

Рис. 5. Зависимость амплитуды субгармоники $A_{sh}$ от номера ячейки $N$: малые потери (*а*) и большие потери (*б*). Вертикальными пунктирными линиями отмечены границы области взаимодействия с накачкой. На рис. 5, *б* тонкая структура распределения не показана

Следует отметить, что при небольших $\delta$ порог существенно зависит от условий согласования линии на концах: распределение $A_{sh}$ осциллирует с изменением частоты субгармоники или длины линии. При больших $\delta$ рассогласование на концах линии практически не сказывается на величине порога.

Проведенное исследование параметрических процессов в образцах конечных размеров позволило объяснить ряд экспериментальных результатов, не укладывающихся в рамки теории, развитой для плоских СВ в безграничной среде. Имеющиеся расхождения между результатами расчета и эксперимента для $L$=1,02 мм в области $H-H_c<50$ Э при $\mathbf{h}\|\mathbf{H}$ и для $H\approx 1600$ Э при $\mathbf{h}\perp\mathbf{H}$, возможно, устранимы путем эмпирического подбора $\Delta H_k(k, \theta_k)$, но это не являлось задачей исследования. В данной работе учитывалась только зависимость $\Delta H_k$ от $k$, а влияние $\theta_k$ проявлялось через учет $v_g$. В узкой области вблизи $H_c$, где возбуждаются СВ с малыми $k$, может быть перспективным переход от модели плоских СВ к решению задачи с помощью специальных функций.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Suhl H.//J. Phys. Chem. Solids. 1957. 1, N 4. P. 209. [2] Schlömann E., Joseph R.//J. Appl. Phys. 1961. 32, N 6. P. 1006. [3] Мелков Г. А.//ЖЭТФ. 1976. 70. С. 1325. [4] Мелков Г. А., Шолом С. В.//ФТТ. 1987. 29. С. 3257. [5] Львов В. С., Рубенчик А. Н. Препринт ИАиЭ СО АН СССР № 31. Новосибирск, 1976. [6] Черепанов В. Б. Некоторые вопросы нелинейной теории параметрического возбуждения волн: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1980. [7] Горшков А. С., Марченко В. С., Целыковский А. Ф.//ЖТФ. 1968. 38. С. 379. [8] Горшков А. С., Лаврова О. А.//Радиотехн. и электроника. 1968. 13. С. 1516. [9] Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М., 1975. [10] Patton C. E.//Proc. Int. Conf., Ferrites. Kyoto, Japan, 1970. P. 524. [11] Sparks M. Ferromagnetic Relaxation Theory. N. Y.; L., 1964. [12] Kaboš P., Wilber W. D., Patton C. E.//Proc. 7th Int. Conf. on Microwave Ferrites. ČSSR, Smolenice, 1984. P. 23. [13] Patton C. E., Jantz W.//J. Appl. Phys. 1979. 50, N 11. P. 7082.

Поступила в редакцию
16.06.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 2

УДК 533.951

# О СТАЦИОНАРНОМ СОСТОЯНИИ ПЛОСКОГО ДИОДА

**И. М. Алешин, Л. С. Кузьменков**
*(кафедра теоретической физики)*

**Исследовано стационарное состояние плоского диода на основе кинетической теории. Показано, что в отличие от результатов расчета в рамках холодной гидродинамики электронная плотность в диоде везде конечна, а ее максимальное значение определяется входным током и температурой частиц. Полученные результаты могут быть полезны для расчета приборов с виртуальным катодом.**

Стационарное состояние плоского диода подробно исследовано для двух предельных значений параметра $\xi\equiv v_T/v_0$: $\xi=0$ и $\xi=\infty$, где $v_T=(T/m)^{1/2}$ — тепловая скорость частиц, $v_0$ — средняя скорость инжекции (см., напр., [1, 2]). В отличие от случая нулевой скорости инжекции пучка ($\xi=0$) при $\xi\gg1$ переход в режим значительного отражения частиц от виртуального катода происходит скачком, когда при увеличении безразмерного тока $I=4\pi n_0e^2d^2/mv_0^2$ его величина превысит некоторое значение $I_1$ ($e$, $n_0$ — заряд электронов и их плотность у катода соответственно, $d$ — расстояние между электродами). Изменение параметра $I$ в обратную сторону приводит к выходу из этого режима, но при $I_2<I_1$. Расчеты значений $I_1$ и $I_2$ для нулевой температуры электронов приведены в [1, 2].

Ниже показано, что при увеличении температуры частиц ток $I_1$ уменьшается, в то время как $I_2$, наоборот, возрастает, так что при некотором значении $\xi=\xi^*$ величина $I_1$ становится равной $I_2$ и явление скачка потенциала уже не имеет места. При конечном значении $\xi$ электронная плотность конечна в любой точке внутри диода. Ее максимальная величина оказывается порядка $1/\sqrt{\xi}$. Таким образом, в диоде достигается тем большее значение максимума плотности, чем меньше тепловой разброс скоростей электронов. Представляло бы интерес проверить экспериментально эту простую количественную зависимость. С теоретической точки зрения использование кинетической теории для расчета процессов в диоде имеет преимущество по сравнению с методами холодной гидродинамики, приводящими к бесконечному значению электронной плотности [3]. Поэтому для решения задачи ниже используются уравнения физической кинетики.