ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

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

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

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

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

Известия НАН Армении, Физика, т. 32, № 1, с. 3-7 (1997)

УДК 539.182

АСИММЕТРИЧНОЕ РАССЕЯНИЕ АТОМОВ В ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

А. М. ИШХАНЯН

Инженерный центр НАН Армении

(Поступила в редакцию 25 ноября 1995 г.)

Показано, что характер дифракции на стоячей волне существенным образом зависит от начального состояния атома: для определенных типов смешанных состояний дифракция происходит асимметрично. Показано, что ранее обнаруженные в эксперименте осцилляции величины асимметрии диаграммы рассеяния при точном резонансе обусловлены предварительным возбуждением атомов бегущей волной.

1. Квантовомеханическая теория [1,2] когерентного рассеяния атомов в поле стоячей световой волны предсказывает образование симметричной дифракционной картины распределения по импульсам. Однако эксперименты [3,4] по рассеянию тепловых нейтральных атомов натрия в поле двух сильных встречных световых импульсов резонансного лазерного излучения выявили неожиданные аномалии: диаграмма распределения рассеянных атомов по импульсам оказалась асимметричной, а зависимость амплитуды рассеяния (под фиксированным углом наблюдения) от расстройки – осциллирующей.

В настоящей работе показывается, что характер дифракции на стоячей волне существенным образом зависит от начального состояния атома: для определенных типов состояний дифракция происходит асимметрично. Показывается, что обнаруженные в эксперименте [3,4] осцилляции величины асимметрии (в зависимости от расстояния от отражающего зеркала) диаграммы рассеяния при точном резонансе обусловлены предварительным возбуждением атомов бегущей волной.

2. В отсутствие спонтанной релаксации динамика двухуровневого атома в поле стоячей волны $E_x=E_0\cos(kz)\exp(-i\omega t)+$к.с. описывается (в приближении вращающейся волны) нестационарными

уравнениями Шредингера для амплитуд населенностей уровней $a_{1,2}$:

$$
\begin{aligned}
ia_{1t} &= \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar}a_1 + 2U_0\cos(kz)e^{-i\Delta t}a_2\,,\\
ia_{2t} &= \frac{\hat{p}^2}{2M\hbar}a_2 + 2U_0\cos(kz)e^{+i\Delta t}a_1\,,
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где $\hat{p}$ – оператор кинетической энергии, M – масса атома, Δ – расстройка резонанса, $U_0=-dE_0/(2\hbar)$, d – матричный элемент дипольного момента перехода.

При малых временах взаимодействия, когда атом можно считать покоящимся и пренебречь действием оператора кинетической энергии ($k\mathrm{v}\tau_s\ll 1$, $(k\tau_s)^2U_0\hbar/M\ll 1$, v – скорость атома, τ_s – время взаимодействия), система (1) имеет элементарное "квазиэнергетическое" решение.

Рассмотрим случай точного резонанса $\Delta=0$ (наличие ненулевой расстройки качественно не меняет анализа). Тогда решение (1) принимает особенно простой вид:

$$
a_{1,2} = \pm A(z)e^{2iU_0 t\cos kz} + B(z)e^{-2iU_0 t\cos kz}
\tag{2}
$$

где функции $A(z)$ и $B(z)$ определяются начальными условиями.

Применив разложение экспоненты по функциям Бесселя

$$
e^{\pm ix\cos\theta} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty}(\pm i)^n J_n(x)e^{in\theta}
$$

и переходя к импульсному представлению

$$
a_{1,2}(p,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{1,2}(z,t)e^{-ipz/\hbar}dz\,,
$$

получим:

$$
a_{1,2}(p,t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n J_n(2U_0t)\int_{-\infty}^{+\infty}\left[\pm A(z) + (-1)^n B(z)\right]e^{-i(p-n\hbar k)z/\hbar}dz\,.
\tag{3}
$$

Если в момент установления стоячей волны $t=0$ атом находился в основном состоянии и имел точно определенный импульс p_0, то для функций $A(z)$ и $B(z)$ имеем:

$$
A(z)=\varphi(z)/2, \quad B(z)=\varphi(z)/2,
$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(z) e^{-ipz/\hbar} dz = \delta(p - p_0) . \tag{4}$$

В соответствии с этим решение (3) принимает хорошо известный вид [1,2,5]:

$$a_{1,2}(p,t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n \left[\frac{\pm 1 + (-1)^n}{2} \right] J_n(2U_0 t) \delta(p - p_0 - n\hbar k) , \tag{5}$$

который описывает симметричную (относительно начального импульса p_0) картину дифракции атома. Очевидно, дифракция будет симметрична и в том случае, когда атом первоначально находится в произвольном суперпозиционном состоянии вида $A = \alpha\varphi(z)$, $B = \beta\varphi(z)$.

Ситуация совершенно меняется для таких смешанных начальных условий, для которых основное и возбужденное состояния отличаются по импульсу. Если, например, атом предварительно подвергался воздействию бегущей волны $E_r = (E_0/2)\exp(-i\omega t - ikz) + \text{к.с.}$ (ситуация эксперимента [3,4]), то начальные условия принимают качественно иной вид:

$$\begin{aligned} A(z) &= (\alpha - \beta e^{ikz}) \varphi(z) / 2 , \\ B(z) &= (\alpha + \beta e^{ikz}) \varphi(z) / 2 , \end{aligned} \tag{6}$$

где функция φ по-прежнему удовлетворяет соотношению (4), а величины α и β задаются соотношениями (предполагается быстрое включение бегущей волны)

$$\alpha = \cos(U_0 \tau_r), \ \beta = -i \sin(U_0 \tau_r), \tag{7}$$

где τ_r – время взаимодействия с бегущей волной.

Подстановка (6) в (3) приводит к следующему выражению:

$$a_{1,2}(p,t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} i^n \left[\frac{\pm 1 + (-1)^n}{2} \right] \left[\alpha J_n(2U_0 t) + i\beta J_{n-1}(2U_0 t) \right] \cdot \delta(p - p_0 - n\hbar k) . \tag{8}$$

В отличие от (5) данное решение асимметрично по импульсам. Действительно, поскольку выражение для a_1 содержит только четные порядки, а для a_2 – нечетные, то вероятность приобрести атому импульс $n\hbar k$ в момент времени t есть

$$W_n = |\alpha J_n + i\beta J_{n-1}|^2.$$

Отсюда, с учетом равенства $J_{-n} = (-1)^n J_n$ имеем ($N>0$):

$$W_{+N} = |\alpha|^2 J_N^2 + |\beta|^2 J_{N-1}^2 + 2\,\mathrm{Im}(\alpha\beta^*) J_N J_{N-1}\,,$$
$$W_{-N} = |\alpha|^2 J_N^2 + |\beta|^2 J_{N+1}^2 - 2\,\mathrm{Im}(\alpha\beta^*) J_N J_{N+1}\,. \tag{9}$$

Таким образом, $W_{+N} \neq W_{-N}$. Асимметрия рассеяния характеризуется выражением

$$\Delta W^{\pm}(t) = \sum_{N=1}^{+\infty} (W_{+N} - W_{-N}) = |\beta|^2 \left(J_0^2 + J_1^2\right) + 2\,\mathrm{Im}(\alpha\beta^*)\left(C_0 - J_0 J_1\right),$$
$$C_0 = \int_0^{u=2U_0 t} \left(J_0^2(u) - J_1^2(u)\right) du. \tag{10}$$

С учетом (7) окончательно получаем ($t \to \infty$):

$$\Delta W^{\pm} \approx C_0 \sin(2U_0 \tau_r), \quad C_0 \approx 0.64. \tag{11}$$

Нетрудно показать, что асимметрия диаграммы рассеяния по импульсам есть

$$\Delta p \approx U_0 \tau_s \sin(2U_0 \tau_r) \hbar k\,, \tag{12}$$

где τ_s – время взаимодействия со стоячей волной.

Видно, что асимметрия является знакопеременной осциллирующей величиной. Частота осцилляций определяется площадью огибающей бегущей волны $U_0\tau_r$. Заметим, что в эксперименте [3,4] величина τ_r определялась расстоянием L атомного пучка от отражающего зеркала. Следовательно, частота осцилляций в условиях указанного эксперимента, согласно (12), должна была быть $c/(2L)$ – что и было зарегистрировано в действительности.

Отметим, что асимметрия пропорциональна амплитуде поля и, следовательно, может заметно проявиться только в сильных полях.

Таким образом, дифракционная картина рассеяния атомов в поле стоячей волны существенным образом зависит от начального состояния атомов. При предварительном возбуждении атомов бегущей волной диаграмма рассеяния оказывается асимметричной.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В. Г. Миногин, В. С. Летохов.** Давление лазерного излучения на атомы. М., Наука, 1986.
2. **А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев.** Механическое действие света на атомы. М., Наука, 1991.
3. **В. А. Гринчук, Е. Ф. Кузин, М. Л. Нагаева, Г. А. Рябенко, В. П. Яковлев.** Письма в ЖЭТФ, 57, 534 (1993).
4. **В. А. Гринчук, И. А. Гришина, Е. Ф. Кузин, М. Л. Нагаева, Г. А. Рябенко, В. П. Яковлев.** Квантовая электроника, 21, 314 (1994).
5. **R.J. Cook, A.F. Bernhardt.** Phys. Rev.A, **18**, 2533 (1978).

ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՍԻՄԵՏՐԻԿ ՑՐՈՒՄԸ ԿԱՆԳՈՒՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Մ. ԻՇԽԱՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ կանգուն ալիքի դաշտում ատոմների դիֆրակցիայի բնույթը էապես կախված է ատոմի սկզբնական վիճակից՝ որոշ խառը վիճակների դեպքում տեղի է ունենում ասիմետրիկ դիֆրակցիա: Ցույց է տրված, որ փորձում հայտնաբերված ցրման դիագրամի ասիմետրիայի մեծության տատանումները ճշգրիտ համալարման դեպքում պայմանավորված են վազող ալիքով ատոմների նախնական գրգռմամբ:

ASYMMETRIC SCATTERING OF ATOMS IN THE FIELD OF STANDING WAVE

A.M. ISHKHANYAN

It is shown that the character of diffraction of atoms by standing wave essentially depends on the initial state of atom: for defined types of mixed states the diffraction occurs asymmetrically. It is shown that the displayed formerly in the experiment oscillations of the asymmetry value of the scattering diagram at the exact resonance are caused by a preliminary excitation of atoms by the running wave.

Известия НАН Армении, Физика, т.32, № 1, с.8-12 (1997)

УДК 548.732

К ВОПРОСУ О РАСШИФРОВКЕ РЕНТГЕНОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ МУАРОВЫХ КАРТИН

В.Н. АГАБЕКЯН, А.А. МАРТИРОСЯН, Т.С. МНАЦАКАНЯН, Ф.О. ЭЙРАМДЖЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 27 ноября 1995 г.)

В работе показано, что при изменении направления падения рентгеновского пучка даже со стороны одного и того же блока на муаровой картине замечаются значительные измененные участки. Из экспериментальных данных следует, что при небольших изменениях межплоскостных расстояний в блоках интерферометра с изменением направления падения рентгеновских лучей на блоки интерферометра, формулы для определения периода муаровых картин неприменимы.

Как известно [1-3], у входной поверхности третьего блока (А) рентгеновского интерферометра (рис.1), изготовленного из совершенного монокристалла S_1, налагаются пучки, отраженные от атомных плоскостей интерферометра. Если облучаемые участки интерферометра имеют относительные нарушения кристаллической решетки (отличаются периодами решетки или повернуты относительно друг друга), то между налагающимися пучками возникают разности фаз, в результате чего образуется интерферометрическая картина, которая называется "муаровой". Пучок рентгеновских лучей из точки В, попадая на первый блок интерферометра (S), называемый блоком-расщепителем, под углом Вульфа-Брэгга относительно отражающих плоскостей, делится на два пучка (I и II). Затем, попадая на средний, так называемый зеркальный, блок (под тем же углом, поскольку интерферометр монолитный), он расщепляется на четыре пучка (III, IV, V, VI), два из которых (III и IV) налагаются у входной поверхности третьего блока (А), который называется блоком-анализатором, образуя интерференционное поле. Последнее, модулируясь атомными плоскостями кристалла, распространяется в направлении D и E, неся информацию в муаровых картинах.

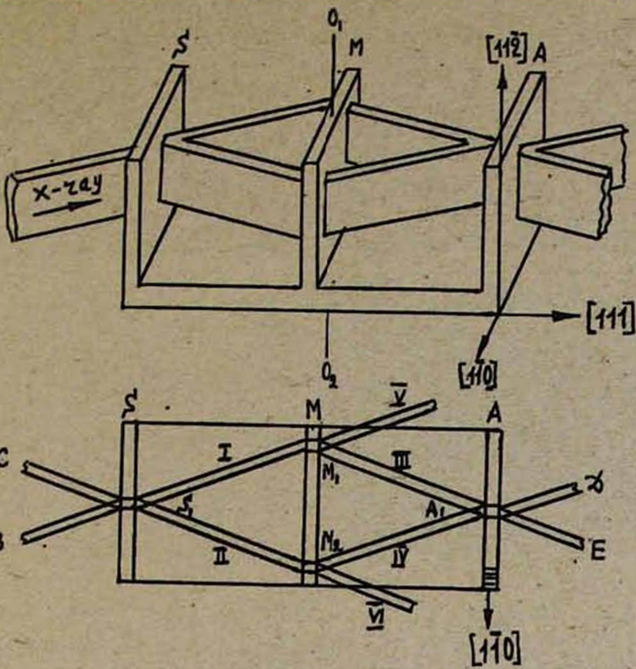


Рис.1. Схема рентгеновского интерферометра и ход лучей в нем.

С первого взгляда кажется, что распределение интенсивности муаровых узоров (вид и контрастность узоров) не должно зависеть от того, в каком направлении (B, C, D, E) падает пучок рентгеновских лучей, так как во всех четырех случаях облучаются одни и те же области $(S_1M_1M_2A_1)$ интерферометра. Однако экспериментальные исследования показывают, что муаровые картины, полученные при сканировании интерферометра (возвратно-поступательном движении интерферометра относительно падающего пучка), зависят от направления падающего пучка (участки а2 и с5 на рис.2). Этот факт объясняется тем, что разные блоки интерферометра имеют разные вклады по образованию муара [4-6], т.е. разные блоки имеют разные чувствительности при одних и тех же кристаллических деформациях. Самым чувствительным является зеркальный блок (M), затем – блок-анализатор (A). Исходя из вышеизложенного, надо ожидать, что вид и контрастность муара не должны зависеть от того, в каком направлении падает пучок рентгеновских лучей (B или C).

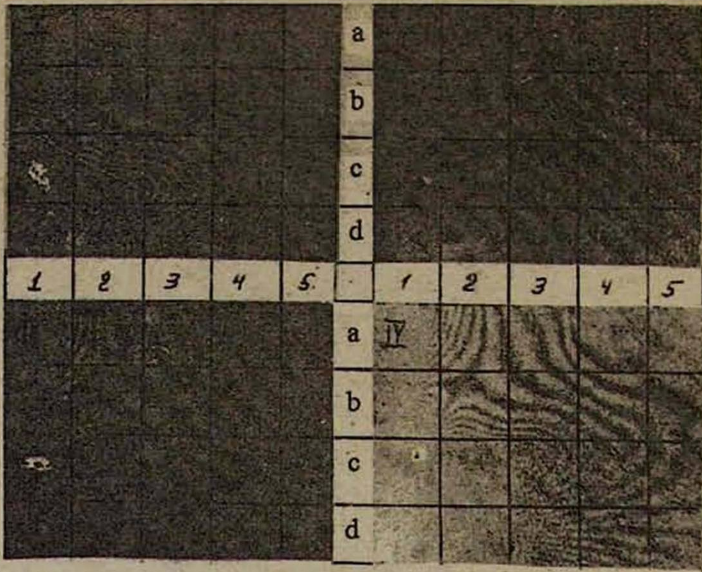


Рис.2. Муаровые картины, полученные при четырехсторонних облучениях рентгеновского интерферометра.

В работе [7] рассматривается случай, когда отражающие плоскости в блоках S или A идеальны (с периодом d_0), а облучаемые области M_1 и M_2 на зеркальном блоке M имеют периоды отражающих плоскостей d_1 и d_2 и повернуты относительно S и A на углы φ_1 и φ_2 соответственно.

Методом динамического рассеяния рентгеновских лучей вычислен период полученных муаров:

$$\lambda_1 = d_0 d_1 d_2 [(d_1 \Delta d_2 + d_2 \Delta d_1)^2 + d_0^2 (\varphi_2 d_1 + \varphi_1 d_2)^2]^{-1/2}, \qquad (1)$$

где $\Delta d_1 = |d_1 - d_2|$, $\Delta d_2 = |d_2 - d_0|$. Если все отражающие плоскости параллельны ($\varphi_1 = \varphi_2 = 0$), но отличаются параметрами решеток ($d_0 \neq d_1 \neq d_2$), то получается чисто параллельный (дилатационный) муар с периодом

$$\lambda_{ll} = d_0 d_1 d_2 / (d_1 d_2 + d_2 \Delta d_1). \qquad (2)$$

Как видно из (2), период муара не зависит от направления падения первичного пучка (B или C). Однако экспериментальные исследования показывают, что это не так. На муаровых картинах некоторые участки (например, b2) отличаются друг от друга.

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить, в частности, следующим образом. Предположим, что на зеркальном блоке в области b2 имеется градиент напряжения. В зависимости от направления падения пучка меняется знак градиента и, следовательно, должны меняться вид и видимость муаровых линий.

Для получения муаровых картин с четырехсторонними облучениями интерферометр прикреплен к гониометрической головке дифракционной камеры КРС так, чтобы ось гониометра совпала с геометрическим центром зеркального блока и с кристаллографическим направлением [112]. В этом случае при вращении интерферометра вокруг оси O_1O_2 относительно падающего рентгеновского пучка на углы 2θ или $180°$ облучаются те же области интерферометра и, следовательно, можно сопоставить полученные муаровые картины. Кроме того, если на поверхности одного из трех блоков интерферометра нанести царапину, то на муарах четко выделяется эта область c1. Она может служить началом отсчета распределения внутрикристаллических напряжений.

Сравнивая области c2, можно сказать, что на картинах I и III узоры обусловлены относительным поворотом отражающих плоскостей облученных участков M_1M_2, поскольку от этих участков получаются почти совершенные ротационные муары. Кроме того, эти узоры исчезают на II и IV картинах.

Сравнивая узоры на областях a2 картин III и IV (дилатационный муар), можно сделать вывод, что они обусловлены относительными нарушениями периодичности либо блока-расщепителя (S_1), либо блока-анализатора (A_1), тем более, что эти узоры исчезают на рисунках 1 и 2.

Таким образом, исходя из вышеизложенного, можно констатировать:

1. Выражения $\lambda_{\parallel}=d_2/\Delta d_3$, $\lambda_{\perp}=d/\varphi$ неприменимы для вычисления периодов интерферометрических муаровых узоров, так как эти выражения получены для двух плотно уложенных кристаллов (сэндвичей).

2. Выражения (1) и (2) применимы только в том случае, когда два из четырех облучаемых участков имеют идеальные кристаллические

решетки с постоянным периодом d_0 (в блоках S и A), а в блоках M_1 и M_2 – с периодами d_1 и d_2.

3. Из [2] следует, что при изменении местами d_1, d_2, Δd_1, Δd_2 период муара ($\lambda_{\parallel}$) не меняется. Экспериментальные исследования показывают, что это не всегда так. Для областей муара b2, c3, которые возникают из-за нарушений кристаллической решетки в облучаемых участках интерферометра, применимы выражения (1) и (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. **U. Bonse, M. Hart.** Appl. Phys. Lett., **6**, 155 (1965).
2. **M. Hart.** Phil. Mag., **26**, 821 (1972).
3. **Ф. О. Эйрамджян, П. А. Безирганян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, **5**, 453 (1970).
4. **U. Bonse, E. te Kaat.** Z. fur Phys., **214**, 16 (1968).
5. **Ф. О. Эйрамджян и др.** Молодой научный работник, ЕГУ, **18**, 90 (1973).
6. **Ф. О. Эйрамджян, Р. И. Багдасарян.** Уч. записки ЕГУ, **3**, 57 (1963).
7. **Ф. О. Эйрамджян, М. А. Балян.** Известия вузов СССР, Физика, **4**, 8 (1984).

ՌԵՆՏԳԵՆԱԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐԻԿ ՄՈՒԱՐԱՅԻՆ ՊԱԿՏԵՐՆԵՐԻ ՎԵՐԾԱՆՄԱՆ ՀԱՐՑԸ

Վ. Ն. ԱՂԱԲԵԿՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Թ. Ս. ՄՆԱՑԱԿԱՆՅԱՆ, Ֆ. Հ. ԷՅՐԱՄՋՅԱՆ

Աշխատանքում ցույց է տրված, որ անգամ միեւնույն բյուրեղի կողմից ռենտգենյան ճառագայթների ուղղության փոփոխության հետեւանքով մուարի պատկերների մեջ նկատվում են զգալի փոփոխված հատվածներ: Էքսպերիմենտալ տվյալներից հետեւում է, որ երբ բյուրեղներում առկա է միջհարթությունային հեռավորությունների չնչին տատանում, ռենտգենյան ճառագայթների անկման ուղղության փոփոխության դեպքում մուարի պատկերների պարբերության հաշվարկի բանաձեւը չի կարելի օգտագործել:

ON THE QUESTION OF X-RAY MOIRE PATTERNS INTERPRETATION

W. N. AGABEKIAN, A. H. MARTIROSSIAN, T. S. MNATSAKANIAN, and F. H. EIRAMJIAN

In the work it was shown that with the change of the X-ray's beam direction, even from the same block, considerable changes in the moire patterns are observed. It is clear from experimental results that the formula for the determination of the moire patterns' period cannot be used in the case of small changes of the X-ray beam's incidence direction.

Известия НАН Армении, Физика, т.32, № 1, с.13-19 (1997)

УДК 533.922

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОМЕРНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ В ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРОННЫМИ СГУСТКАМИ

А. Г. ХАЧАТРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 25 января 1996 г.)

Задача о возбуждении нелинейных одномерных кильватерных полей одиночным сгустком и последовательностью сгустков рассмотрена численно. Распределение плотности электронов в сгустке выбиралось однородным, параболическим и линейно растущим от головы сгустка к хвосту. Полученные результаты иллюстрируют зависимость возбуждаемых потенциальных электрических полей от параметров сгустков и позволяют выбирать эти параметры оптимальными.

1. Введение

Электромагнитные волны, возбуждаемые в плазме электронными сгустками, могут быть использованы как для фокусировки сгустков, так и для ускорения зарядов [1]. В случае релятивистских сгустков амплитуда возбуждаемых одномерных нелинейных волн может существенно превышать обычное нелинейное поле опрокидывания $E^*=m_e v_b \omega_p/e$ (здесь v_b – скорость сгустка, $\omega_p=(4\pi n_0 e^2/m_e)^{1/2}$ – электронная плазменная частота, n_0 – равновесная плотность электронов плазмы) и достигать значения $E^{max}\equiv\sqrt{2(\gamma-1)}$, где $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$, $\beta=v_b/c$, а E^{max} нормировано на E^*. Темп ускорения частиц в кильватерных полях может достигать значения нескольких ГэВ/м, что существенно больше темпов ускорения, достигнутых в традиционных ускорителях.

Теория одномерных нелинейных кильватерных полей развивалась в ряде работ (см., например, [2-8] и цитируемую там литературу). Максимальная энергия ускоряемых электронов, как было показано в [8], может достигать значения $4m_e c^2\gamma^3$.

В данной работе представлены некоторые результаты численного моделирования нелинейных кильватерных полей, возбуждаемых электронными сгустками в холодной плазме.

2. Возбуждение кильватерных полей одиночным сгустком

Нелинейные одномерные стационарные кильватерные поля в холодной плазме описываются следующим уравнением [8]:

$$\frac{d^2F}{dz^2}+\beta^2\gamma^2(1-\beta\frac{F}{\sqrt{F^2-\gamma^{-2}}})=\beta^2\alpha(z), \qquad (1)$$

где $z=k_p(Z-v_bt)$, $k_p=\omega_p/v_b$, $\alpha(z)=n_b(z)/n_0$, $n_b(z)$ – плотность электронов сгустка, $F=1+e\varphi/m_ec^2\geq\gamma^{-1}$, φ – потенциал электрического поля. Ионы плазмы считаются неподвижными, поле перед сгустком отсутствует. Нормированная на E^* напряженность электрического поля находится из формулы $E=-(1/\beta^2)dF/dz$.

Задача решена аналитически лишь для однородного сгустка [2-8]. В этом случае уравнение (1) можно записать в следующем виде [8]:

$$\frac{d^2F}{dz^2}+\beta^2\gamma^2(1-\beta\frac{F}{\sqrt{F^2-\gamma^{-2}}})=\beta^2\alpha(z),$$

$$U=(\gamma^2-\alpha_u)F-\beta\gamma^2\sqrt{F^2-\gamma^{-2}}, \qquad (2)$$

$$\alpha(z)=\alpha_u=\mathrm{const}, \quad -d\leq z\leq 0.$$

Формально уравнение (2) описывает одномерное движение частицы в поле с потенциалом $U(F)$. В случае $\alpha_u<1/(1+b)\equiv\alpha_1$ потенциал U имеет один минимум, и поле внутри сгустка является осциллирующим. При $\alpha_u=\alpha_1$ функция $U(F)$ монотонно убывает и стремится к нулю при $F\to\infty$; в этом случае электрическое поле внутри сгустка растет от нуля в начале сгустка ($z=0$) и стремится к некоторому постоянному значению. В случае $\alpha_u>\alpha_1$ $U(F)$ убывает неограниченно, напряженность электрического поля внутри сгустка растет монотонно от начала сгустка к концу ($z=-d$). Поле за сгустком всегда является осциллирующим: функция $U(F)$ при $\alpha_u=0$ имеет минимум для всех γ.

Амплитуда электрического поля за сгустком E_{mp} достигает своего максимального значения E^{max} для сгустка с $\alpha_u=1/(2+\gamma^{-1})$ и $d=4\gamma$ [6,7].

Однако даже для однородного сгустка полное аналитическое описание поля за сгустком в общем случае невозможно. Для неоднородных сгустков ($\alpha(z)\neq\mathrm{const}$) задача аналитически не решена.

Уравнение (1) исследовалось численно для сгустков с однородным, параболическим и линейным распределением плотности электронов :

$$\alpha_u=\alpha_0, \tag{3.1}$$

$$\alpha_p=\alpha_1[1-(z-d/2)^2/(d/2)^2], \tag{3.2}$$

$$\alpha_1=\alpha_0 |z|/d, \tag{3.3}$$

$$\alpha_0=\mathrm{const},\ -d\leq z\leq 0.$$

Плазма перед сгустком предполагается невозмущенной. Поэтому $E(z=0)=0$, $F(z=0)=1$.

Для ускорения зарядов наиболее важной характеристикой является амплитуда кильватерной волны, которая зависит от распределения плотности электронов в сгустке $\alpha(z)$, длины сгустка d и γ.

На рис.1 представлена зависимость амплитуды кильватерной волны за сгустком E_{mp} для распределений плотности (3.1)-(3.3) от длины сгустка $d(\alpha_0=0.3, \gamma=10)$. Для однородного сгустка эта зависимость периодическая. Амплитуда кильватерной волны за однородным сгустком (кривая 1 на рис.1) максимальна при $d=(n+1/2)\Lambda_b$ (где Λ_b –нелинейная длина волны в однородном сгустке, которая для $\alpha_0=0.3, \gamma=10$ равна 12.96, n – целое число) и равна нулю при $d=n\Lambda_b$. Зависимость $E_{mp}(d)$ для неоднородных сгустков выглядит более сложно. В случае "параболического" сгустка (который ближе к используемым в эксперименте, чем однородный) амплитуда E_{mp} максимальна при $d\approx\Lambda_b/2$ и минимальна при $d\approx 3\Lambda_b/2$ (кривая 2 на рис.1). Для сгустка с линейным распределением (3.3) E_{mp} для $d>\Lambda_b/2$ меняется слабо (кривая 3 на рис.1).

Таким образом, для распределений (3.1)-(3.3) с целью получения наибольшей амплитуды кильватерной волны за сгустком необходимо использовать сгусток с $d \approx \Lambda_b/2$.

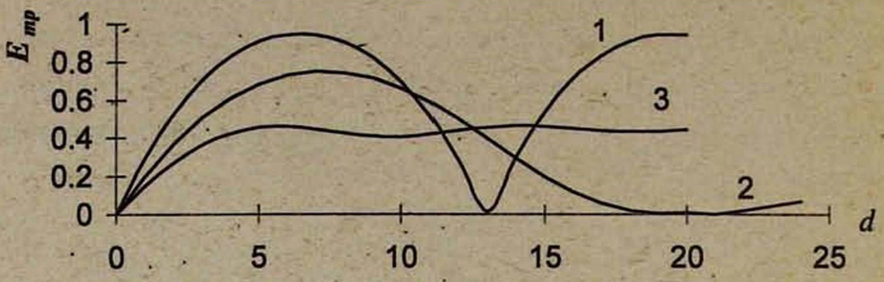


Рис.1. Зависимость амплитуды кильватерной волны за сгустком от длины сгустка (α_0=0.3, γ=10). 1 – однородный сгусток (3.1), 2 – сгусток с параболическим распределением (3.2), 3 – сгусток с линейным распределением (3.3).

Длина волны в однородном сгустке Λ_b монотонно растет с α_u (заметим, что в линейном приближении, когда $\alpha_u \ll 1$, в безразмерных единицах $\Lambda_b = 2\pi$). В случае $\gamma \gg 1$ функция $\Lambda_b(\alpha_u)$ почти не зависит от γ вплоть до $\alpha_u \sim 0.5$. При $\alpha_u \to 0.5$ величина Λ_b быстро растет и существенно превышает линейную длину волны.

Численное решение уравнения (1) в случае $\alpha_u > \alpha_1$ показывает, что внутри однородного сгустка напряженность электрического поля E_b растет почти линейно с $|z|$. Внутри неоднородного сгустка с $\alpha_0 > \alpha_1$ электрическое поле меняется в общем случае немонотонно. Напомним, что амплитуда электрического поля за сгустком не может превышать релятивистского поля опрокидывания E^{max}. Поэтому длина сгустка d не должна превышать некоторого значения d_m. Учитывая, что в случае однородного сгустка с $\alpha_u \geq 1$ $E_{mp} \approx E_{mb}$ (где E_{mb} – амплитуда поля внутри сгустка) [7], можно оценить значение d_m из равенства $E(z=-d_m)=E^{max}$. Например, в случае α_u=1 и γ=10 ($E^{max} \approx 4.25$) $d_m \approx 7.5$.

3. Последовательность сгустков

Для возбуждения сильных нелинейных кильватерных волн необходима плотная плазма и релятивистские сгустки с $n_b \sim n_0$ [4-8].

Однако в экспериментах плотность сгустка часто много меньше плотности плазмы: $n_b << n_0$ В этом случае является естественной попытка использовать последовательность сгустков малой плотности ($\alpha(z)<<1$) для получения сильных полей. Для однородных сгустков одинаковой плотности эта задача рассматривалась аналитически в [9]. В этой работе было показано, что амплитуда кильватерной волны за цепочкой однородных сгустков максимальна, когда

$$d_i=(n_i+1/2)\Lambda_{bi}, \qquad l_j=(n_j+1/2)\Lambda_{pj}, \tag{4}$$

где d_i – длина i-го сгустка, l_j – расстояние между j-ым и $(j+1)$-ым сгустками, Λ_{bi} – длина волны в i-ом сгустке, Λ_{pj} – длина волны за j-ым сгустком, n_i и n_j – положительные целые числа. Кривая 1 на рис.1 и кривая 1 на рис.2 иллюстрируют (4) для $n_i=0$, $n_j=0$.

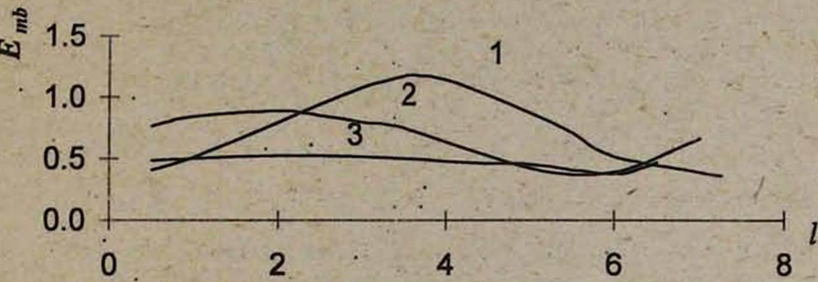


Рис.2. Зависимость амплитуды электрического поля во втором сгустке от расстояния между первым и вторым сгустками ($\alpha_0=0.3, \gamma=10$). 1 – однородные сгустки, 2 – сгустки с параболическим распределением, 3 – сгустки с линейным распределением.

Амплитуда волны за оптимизированной (см.(4)) последовательностью N однородных сгустков с $\alpha_u<<1$ равна [9]

$$E_{mp}(N)=(2/\beta)\mathrm{sh}(\alpha_u\beta N/(1-\alpha_u)).$$

Заметим, что проблемы оптимизации последовательности заряженных сгустков и последовательности интенсивных лазерных импульсов очень похожи (см., например, [10]).

Обычно в экспериментах используются последовательности сгустков с $d_i=d=\mathrm{const}$, $l_j=l=\mathrm{const}$. Аналитическое описание поля в таких цепочках одинаковых сгустков не представляется возможным. В случае слабонелинейных волн и $\beta=1$ эта проблема исследовалась посредством численного моделирования в [11]. Мы решали точное уравнение (1) для последовательности одинаковых сгустков с α_0=0.05 и γ=10. Значения для d и l выбирались оптимальными для первых нескольких сгустков. Так как в начале цепочки поле линейно, то d и l соответствуют оптимизированной цепочке в линейном приближении (для однородных сгустков оптимален выбор $d_i=l_j=\pi$).

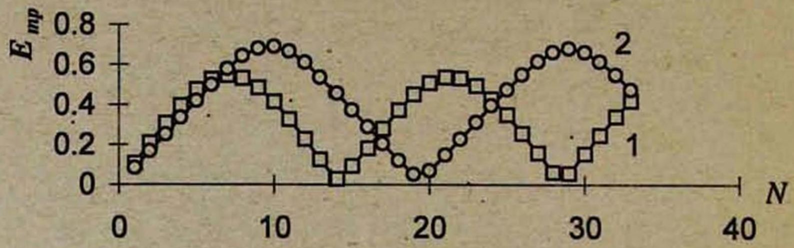


Рис. 3. Зависимость амплитуды электрического поля за цепочкой сгустков от числа сгустков N (α_0=0.05, γ=10). 1–однородные сгустки, 2 – сгустки с параболическим распределением.

На рис.3 показана зависимость амплитуды электрического поля за цепочкой сгустков в зависимости от числа сгустков в цепочке N. Видно, что амплитуда поля за цепочкой растет практически линейно для $N<N^*\approx 0.5/\alpha_0$. С ростом N, когда поле становится нелинейным, происходит нарушение когерентности излучения сгустков из-за роста длины волны (см. также [11]). Из рис. 3 также следует, что в рассмотренном случае сгустки с параболическим распределением более эффективны, чем однородные сгустки. Для сгустков с линейным профилем (3.3) в случае α_0=0.05 и γ=10 было получено $E_{mp}(N)\le 0.05$.

Представленные здесь результаты применимы и для двумерных цилиндрических сгустков с радиусом a, когда $(\gamma c/\omega_p a)^2 << 1$ и $r^2 << a^2$ [12].

Численное моделирование проводилось на персональном компьютере Macintosh-II, предоставленном Lawrence Berkeley National Laboratory, США.

Автор признателен А.Ц.Аматуни, Э.В.Сехпосяну и С.С.Элбакяну за полезные обсуждения, а также А.М.Сесслеру за организацию сотрудничества между LBNL и ЕрФИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Chen. Part. Accel., 20, 171 (1986).
2. А.Ц. Аматуни, М.Р. Магомедов, Э.В. Сехпосян, С.С. Элбакян. Физика плазмы, 5, 85 (1979).
3. R.D. Ruth, A.W.Chao, P.L.Morton, P.B.Wilson. Part. Accel., 17, 171 (1985).
4. А.Ц. Аматуни, Э.В. Сехпосян, С.С. Элбакян. Физика плазмы, 12, 1145 (1986).
5. J.B. Rosenzweig. Phys. Rev. Lett., 88, 555 (1987).
6. А.Ц. Аматуни, Э.В. Сехпосян, С.С. Элбакян. Возбуждение нелинейных кильватерных волн в плазме релятивистским сгустком электронов с однородным распределением плотности. Препринт ЕФИ-1365(60), Ереван, 1991.
7. A.Ts. Amatuni, S.S. Elbakian, E.V. Sekhpossian, R.O. Abramian. Part. Accel., 41, 153 (1993).
8. А.Г. Хачатрян. К теории кильватерных волн в неоднородной плазме. Препринт ЕФИ-1362(57), Ереван, 1991.
9. А.Ц. Аматуни, Э.В. Сехпосян, А.Г. Хачатрян, С.С. Элбакян. Изв. НАН Армении, Физика, 28, 8 (1993).
10. D. Umstadter, E. Esarey, J.Kim. Phys. Rev. Lett., 72, 1224 (1994).
11. Я.Б. Файнберг, В.А. Балакирев, И.Н. Онищенко, Г.Л. Сидельников, Г.В. Сотников. Физика плазмы, 20, 674 (1994).
12. А.Ц. Аматуни, Э.В. Сехпосян, С.С. Элбакян. Изв. АН АрмССР, Физика, 25, 307 (1990).

ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ԿՈՂՄԻՑ ԳՐԳՌՎԱԾ ՄԻԱՉԱՓ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԿԻԼՎԱՏԵՐԱՅԻՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԹՎԱՅԻՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄ

Ա. Գ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Թվայնորեն դիտարկված է առանձին թանձրուկներից եւ թանձրուկների շարքից կազմված փնջի կողմից պլազմայում միաչափ, ոչ գծային կիլվատերային ալիքների առաջացման հարցը: Դիտարկված են դեպքեր, երբ էլեկտրոնների խտության բաշխումը փնջում միատարր է, պարաբոլիկ է կամ գծայնորեն աճում է թանձրուկի սկզբից մինչեւ վերջը: Ստացված արդյունքները թույլ են տալիս, օգտագործելով գրգռված ալիքների ամպլիտուդների կախումը համապատասխան փնջերի պարամետրերից, ընտրել այդ պարամետրերի օպտիմալ արժեքները:

NUMERICAL INVESTIGATION OF ONE-DIMENSIONAL NONLINEAR WAKE FIELDS EXCITED IN PLASMA BY ELECTRON BUNCHES

A.G. KHACHATRYAN

The problem of excitation of nonlinear one-dimensional wake fields by a single bunch and by series of bunches is considered numerically. Electron density distribution in the bunch was chosen uniform, parabolic, and linearly growing from the beginning of the bunch to its end. The results obtained show a dependence of excited potential electric fields on parameters of bunches and allow to choose optimal parameters.

Известия НАН Армении, Физика, т.32, № 1, с.20-26 (1997)

УДК 538.61:535.8

УСИЛЕНИЕ СЛАБЫХ ЭФФЕКТОВ ГИРОТРОПИИ В ОБЛАСТИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

В.Х. ГАРИБЯН, А.А. ГЕВОРГЯН, О.С. ЕРИЦЯН, Ж.Б. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 июня 1996 г.)

Рассмотрено усиление поворота плоскости поляризации в намагниченном ферромагнетике в области сверхвысоких частот. Получены частотные зависимости коэффициента усиления для ряда значений азимута поляризации падающей волны и азимутальные зависимости коэффициента усиления для различных частот. Полученные результаты могут быть полезны, в частности, для исследования оптических параметров атмосферы.

1. Введение

При измерении оптических параметров среды поляриметрическими методами часто приходится иметь дело с малыми изменениями поляризации, подлежащими измерению, которые не могут быть обнаружены поляриметрическими приборами. Примером может служить волноводное распространение СВЧ излучения в нижних слоях атмосферы, которая является гиротропной ввиду присутствия магнитного поля Земли. Очевидно, что из-за малости этого поля измерение изменений азимута поляризации требует предварительного усиления.

С целью повышения чувствительности поляриметрических измерений, а именно, для измерения слабых изменений азимута поляризации, применяются устройства, усиливающие изменения азимута поляризации, основанные на линейном дихроизме [1], на неодинаковости коэффициентов отражения для p- и s-поляризаций [2]. В монографии [3] и цитированных там работах, в частности, в [4-6] рассмотрено усиление изменения азимута поляризации при прохождении света через анизотропную пластинку в присутствии и в отсутствие магнитооптической активности, а также через слой холестерического жидкого кристалла. В [3], гл. 7, задача усиления поворота плоскости поляризации, рассмотренная ранее для оптической области, расширена на область сверхвысоких частот.

В настоящей работе рассмотрено усиление изменений азимута поляризации при отражении СВЧ волны от границы намагниченного ферромагнетика, рассчитана зависимость коэффициента усиления от частоты волны и от ее азимута поляризации.

2. Отражение волны от границы намагниченного ферромагнетика: соотношения между азимутами падающей и отраженной волн

Рассмотрим ферромагнитную среду, занимающую область $z\geq 0$ и намагниченную вдоль оси z. Компоненты тензора магнитной проницаемости имеют вид:

$$\begin{aligned}
\mu_2 &= \mu_{xx} = \mu_{yy} = 1 + \frac{4\pi M_0}{H_0}\frac{\omega_H^2 + \omega_r^2 - i\omega\omega_r}{\omega_H^2 + \omega_r^2 - \omega^2 - 2i\omega\omega_r},\\
\mu_3 &= \mu_{zz} = 1 + \frac{4\pi M_0}{H_0}\frac{\omega_r}{\omega_r - i\omega},\\
\mu_{xy} &= -\mu_{yx} = ig = i\frac{4\pi M_0}{H_0}\frac{\omega\omega_H}{\omega_H^2 + \omega_r^2 - \omega^2 - 2i\omega\omega_r},
\end{aligned} \tag{1}$$

где M_0 – магнитный момент единицы объема в отсутствие электромагнитной волны, H_0 – напряженность намагничивающего постоянного магнитного поля, ω_H – частота ферромагнитного резонанса, ω_r – частота релаксации, ω – частота падающей электромагнитной волны.

Пусть плоская волна с компонентами магнитного поля

$$\begin{aligned}
H_p &= H\cos\varphi,\\
H_s &= H\sin\varphi
\end{aligned} \tag{2}$$

падает из вакуума на границу $z=0$ среды (1) (H_p – составляющая поля в плоскости падения, а H_s – составляющая поля в перпендикулярном направлении, H – модуль вектора H, φ – азимут поляризации). Для компонент магнитного поля отраженной волны получаем следующие выражения [3]:

$$\begin{aligned}
H_{1p} &= A_1\cos\varphi + B_1\sin\varphi,\\
H_{1s} &= A_2\sin\varphi + B_2\cos\varphi,
\end{aligned} \tag{3}$$

где

$$A_1 = \left[\alpha_2^+\left(1+\frac{\kappa_{2z}^+}{\varepsilon_2\kappa_z}\right)\left(\alpha_1^- + \frac{\mu_3\kappa_z}{\kappa_x}\right) - \alpha_2^-\left(1+\frac{\kappa_{2z}^-}{\varepsilon_2\kappa_z}\right)\left(\alpha_1^+ + \frac{\mu_3\kappa_z}{\kappa_x}\right)\right]/\Delta,$$

$$B_1 = \frac{2i}{\Delta}\mu_3 k_z(a_1^+ - a_1^-)/k_z,$$

$$A_2 = \left[\alpha_2^-\left(\alpha_1^+ - \frac{\mu_3 k_z}{k_z}\right)\left(-1+\frac{k_{2z}^-}{\varepsilon_2 k_z}\right) - \alpha_2^+\left(\alpha_1^- - \frac{\mu_3 k_z}{k_z}\right)\left(-1+\frac{k_{2z}^+}{\varepsilon_2 k_z}\right)\right]/\Delta,$$

$$B_2 = \frac{2i\cos\vartheta}{\Delta}\alpha_2^+\alpha_2^-\frac{\kappa_{2z}^+ - \kappa_{2z}^-}{\varepsilon_2\kappa_z},$$

$$\alpha_1^\pm = \frac{\kappa_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3}{\kappa_x\kappa_{2z}^\pm}, \quad \alpha_2^\pm = \alpha_1^\pm\frac{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2 g}{\kappa_2^{\pm^2} - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3}, \tag{4}$$

$$\Delta = \alpha_2^+\left(1+\frac{\kappa_{2z}^+}{\varepsilon_2\kappa_z}\right)\left(\alpha_1^- - \frac{\mu_3\kappa_z}{\kappa_x}\right) - \alpha_2^-\left(1+\frac{\kappa_{2z}^-}{\varepsilon_2\kappa_z}\right)\left(\alpha_1^+ - \frac{\mu_3\kappa_z}{\kappa_x}\right),$$

$$\kappa_{2z}^\pm = \sqrt{\kappa_2^{\pm^2} - \kappa_x^2},$$

$$\kappa_z^{\pm^2} = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2 - \frac{\mu_2-\mu_3}{2\mu_3}\kappa_x^2 \pm \eta_z^{1/2},$$

$$\eta_z = \left(\frac{\mu_2-\mu_3}{2\mu_3}\right)^2\kappa_x^4 + \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\varepsilon_2 g^2}{\mu_3}\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_3 - \kappa_x^2\right),$$

$\kappa_x = \frac{\omega}{c}\sin\vartheta$, $\kappa_z = \frac{\omega}{c}\cos\vartheta$, ϑ – угол падения, ε_2 – диэлектрическая проницаемость. Связь между азимутами поляризации φ и ψ падающей и отраженной волн дается следующей формулой [7]:

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{2\operatorname{Re}\chi}{1-|\chi|^2}, \tag{5}$$

где $\chi = H_{1y}/H_{1\tau}$, а ψ определяется по соотношениям: $H_{1p}=H_1\cos\psi$, $H_{1s}=H_1\sin\psi$ (угол между большой осью эллипса поляризации и плоскостью падения).

В нашем случае

$$\chi = \frac{A_2\operatorname{tg}\varphi + B_2}{A_1 + B_1\operatorname{tg}\varphi}. \tag{6}$$

Подставляя это выражение в (5), получаем

$$\psi = \frac{1}{2}\operatorname{arctg}\left(\frac{\alpha_1 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_1 \operatorname{tg}\varphi + \gamma_1}{\alpha_2 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_2 \operatorname{tg}\varphi + \gamma_2}\right), \tag{7}$$

где

$$\begin{aligned}
&\alpha_1 = A_2 B_1^* + B_1 A_2^*, \quad \alpha_2 = |B_1|^2 - |A_2|^2, \\
&\beta_1 = A_2 A_1^* + B_2 B_1^* + A_1 A_2^* + B_1 B_2^*, \\
&\beta_2 = A_1 B_1^* + B_1 A_1^* - A_2 B_2^* - B_2 A_2^*, \\
&\gamma_1 = B_2 A_1^* + A_1 B_2^*, \quad \gamma_2 = |A_1|^2 - |B_2|^2.
\end{aligned} \tag{8}$$

Звездочками здесь обозначены комплексно-сопряженные значения соответствующих величин.

Коэффициент усиления f по азимуту – это производная от ψ по φ:

$$f = \frac{d\psi}{d\varphi} = \frac{2\operatorname{tg}\varphi(\alpha_1 D - \alpha_2 C) + (\beta_1 D - \beta_2 C)}{2\cos^2\varphi(C^2 + D^2)}, \tag{9}$$

где

$$\begin{aligned}
&C = \alpha_1 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_1 \operatorname{tg}\varphi + \gamma_1, \\
&D = \alpha_2 \operatorname{tg}^2 \varphi + \beta_2 \operatorname{tg}\varphi + \gamma_2.
\end{aligned} \tag{10}$$

В следующем пункте приведены результаты численного расчета усиления поворота плоскости поляризации в области сверхвысоких частот, представленные в виде трехмерных графиков.

3. Частотная и азимутальная зависимости коэффициента усиления

На рис.1 представлена зависимость усиления поворота плоскости поляризации $|f|$ от азимута поляризации φ при различных значениях частоты ω. Шаг изменения ω равен $\Delta\omega = 0.04\omega_H$, причем частота изменяется в интервале $1-0,16 \le \omega/\omega_H \le 1+0.16$.

В анизотропных средах в отсутствие внешнего магнитного поля и оптической активности период абсолютного значения $|f|$ по φ равен π, причем в интервале изменения φ от 0 до π величина $|f|$ имеет два одинаковых максимума, больших единицы и симметричных относительно оси $\varphi=\pi/2$. Как видно из рис.1 и как показывают вычисления, период $|f|$ по φ равен π также в нашем случае, однако при изменении φ от 0 до π величина $|f|$ имеет или только один максимум, или два, но последние не равны друг другу и расположены несимметрично относительно оси $\varphi=\pi/2$.

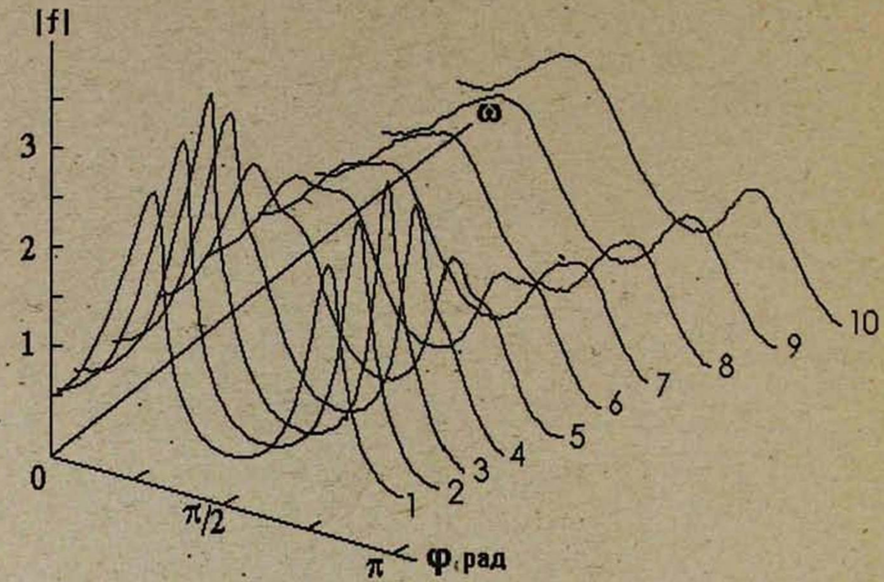


Рис.1. Зависимость коэффициента усиления поворота плоскости поляризации от азимута поляризации φ при различных значениях частоты ω/ω_H: 0,84(1); 0,88(2); 0,92(3); 0,96(4); 1,00(5); 1,04(6); 1,08(7); 1.12(8); 1.16(9); 1.20(10).

Из графиков видно, что величина f чувствительна к изменению частоты, особенно вблизи частоты ферромагнитного резонанса. Вблизи ферромагнитного резонанса наблюдается значительное увеличение коэффициента усиления, связанное со значительным увеличением анизотропии среды на этих частотах. Если при малых частотах максимальное усиление наблюдается при малых азимутах, то с увеличением частоты появляется второй пик в зависимости $|f|$ от φ, и с дальнейшим увеличением частоты высота этого пика постепенно увеличивается.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента усиления $|f|$ от частоты падающей электромагнитной волны при различных значениях азимута φ. Как видно из графиков, кривая зависимости $|f|$ от φ имеет резонансоподобный вид и отображает ферромагнитный резонанс, причем при различных азимутах меняется форма этой

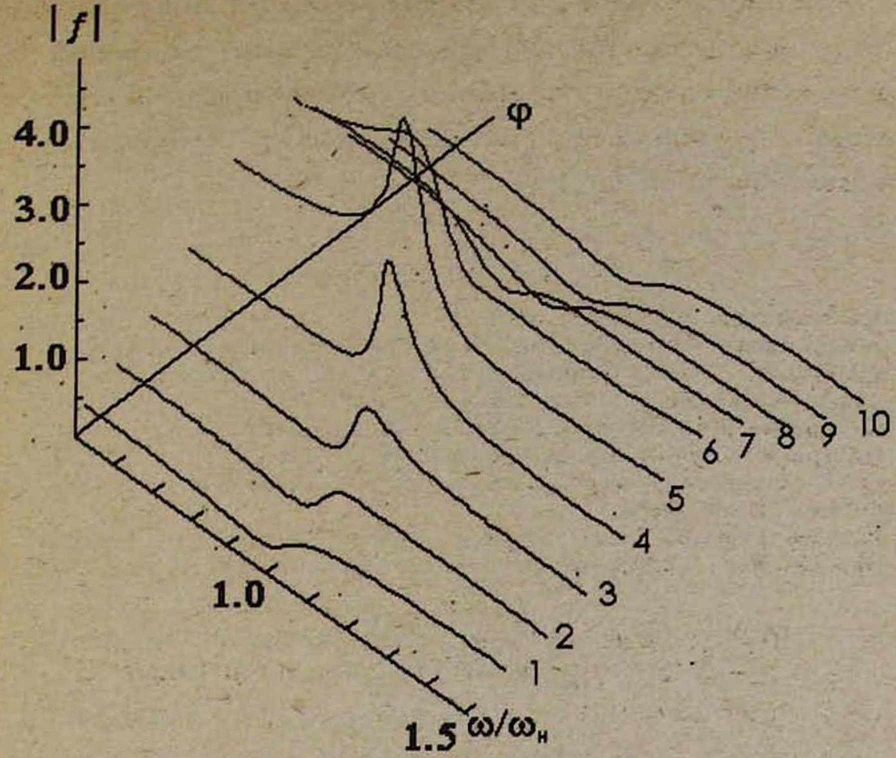


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления поворота плоскости поляризации от частоты падающей электромагнитной волны при различных значениях азимута φ. Шаг изменения φ выбран равным $\pi/10$, а само φ изменяется в интервале от 0 до π.

кривой. Для разных азимутов различны амплитуды собственных волн, распространяющихся в существенно разных направлениях и в плоскости фронта которых различна анизотропия среды, существенная для усиления. Анизотропия в свою очередь имеет резонансную зависимость от частоты. Этим и объясняется резонансоподобная зависимость усиления от частоты.

Приведенные кривые демонстрируют также значительную избирательность величины $|f|$ по частоте, особенно на азимутах максимального усиления.

В качестве примера, в котором имеем дело с распространением СВЧ излучения в атмосфере при различных поляризациях, укажем на работу [8].

В заключение отметим, что представленные зависимости и ряд других выполненных нами численных расчетов показывают, что рассмотренные среды могут быть использованы как усилители поворота плоскости поляризации (изменений азимута поляризации) на сверхвысоких частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.С.Запасский.** ЖПС, 37, 181 (1982).
2. **К.К.Свиташев, Г.Хасанов.** Оптика и спектроскопия, 54, 538 (1982).
3. **О.С.Ерицян.** Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айастан, 1988.
4. **О.С.Ерицян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, 19, 40 (1984).
5. **О.С.Ерицян.** Изв. АН Арм. ССР, Физика, 21, 12 (1986).
6. М.А.Ганапетян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян, Ж.О.Ниноян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 22, 100 (1987).
7. **Р.Аззам, Н.Башара.** Эллипсометрия и поляризованный свет, М., Мир, 1981.
8. **Ж.Б.Хачатрян, В.Х.Гарибян.** Изв. НАН Армении, Физика, 31, 170 (1996).

ԳԻՐՈՏՐՈՊԻԱՅԻ ԹՈՒՅԼ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ ԳԵՐԲԱՐՁՐ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Վ.Խ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Հ.Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ժ.Բ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացումը մագնիսացված ֆեռոմագնիսի միջով անցման ժամանակ: Ստացված են ուժեղացման գործակցի հաճախային կախվածությունները ընկնող ալիքի տարբեր ամպլիտուդների դեպքում և ամպլիտուդային կախվածությունները տարբեր հաճախությունների դեպքում: Ստացված արդյունքները կարող են օգտագործվել մթնոլորտի օպտիկական պարամետրերի ուսումնասիրման համար:

AMPLIFICATION OF WEAK GYROTROPIC EFFECTS IN THE HIGH-FREQUENCY REGION

V.Kh. GARIBYAN, A.H. GEVORGIAN, H.(O.)S. ERITSIAN, Gh.B. KHACHATRIAN

Amplification of rotation of the polarization plane in the magnetized ferromagnet in the high-frequency region is considered. Frequency dependence of the amplification coefficient for a sequence of azimuth values of the incident wave polarization and the azimuth dependence of the amplification coefficient for different frequencies are calculated. The obtained results are useful, in particular, for studies of the optical parameters of atmosphere.

Известия НАН Армении, Физика, т. 32, № 1, с. 27-34 (1997)

УДК 537.533.3

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ НА ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛА

Г.Б. НЕРСИСЯН, Г.Г. МАТЕВОСЯН, Э.А. АКОПЯН, Р.А. ГЕВОРКЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 27 сентября 1996г.)

Рассмотрены потери энергии быстрой заряженной частицей, движущейся параллельно плоской поверхности металла с учетом пространственной дисперсии. Предполагается, что электроны отражаются от поверхности металла зеркально. Получены выражения для дифференциальной вероятности потерь энергии. Показано, что учет пространственной дисперсии уменьшает вероятность потерь по сравнению со средой без дисперсии на 30–40%.

1. Введение

В последнее время в научной литературе интенсивно обсуждаются различные аспекты взаимодействия пучков быстрых и медленных заряженных частиц с поверхностью твердого тела.

Пересечение или параллельное движение пучка частиц границ раздела вакуум—металл и вакуум—плазма связаны с целой совокупностью приповерхностных поляризационных процессов. В частности эти процессы проявляются при рассмотрении дифракции электронов низких энергий вблизи границы раздела [1,2], при рассмотрении задач эмиссионной электроники [1,3], а также при объяснении некоторых особенностей спектра конвой—электронов [4,5] и динамики дикластеров заряженных частиц [6,7].

В наших предыдущих работах исследован спектр потерь энергии быстрой заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности слоя [8] и клинообразного твердого тела [9] без учета пространственной дисперсии.

В настоящей работе при расчете спектра потерь энергии частицей, движущейся параллельно плоской границе вакуум—металл учтена пространственная дисперсия. В отличие от работ [10,11], где рассмотрена медленная частица, исследованы потери быстрой частицы (скорость движения больше Фермиевской скорости электронов металла).

2. Общие соотношения

Рассмотрим частицу с зарядом q, движущуюся в полупространстве $z<0$ на расстоянии d от плоской поверхности твердого тела с постоянной скоростью u, направленной вдоль оси x. Для вычисления потенциала частицы используем метод, развитый в работах [12,13] для случая зеркального отражения электронов среды от границы, когда решение задачи с границей раздела удается свести к решению задачи в двух безграничных однородных средах. При этом необходимо найти закон продолжения из одной среды в другую выражения для плотности заряда, создаваемого частицей. Этот закон следует из уравнения Пуассона для Фурье-компонент электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)$:

$$\frac{\partial}{\partial z}E_z(\mathbf{k}_\perp \mathbf{k}_\perp,\omega,z)+i\mathbf{k}_\perp\mathbf{E}_\perp(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)=4\pi\rho(\mathbf{k}_\perp,\omega,z), \qquad (1)$$

где $\mathbf{k}_\perp=(k_x,k_y)$, $E_z(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)$ и $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)$ компоненты электрического поля поперек и вдоль поверхности $z=0$. Из выражения (1) видно, что $\rho(\mathbf{k}_\perp,\omega,z)$ продолжается в область $z>0$ четно.

Рассмотрим плотность заряда частицы, которую напишем в следующем виде:

$$\rho_0(\mathbf{r},t)=q\,\delta(x-ut)\,\delta(y)\,\delta(z+d).$$

Тогда Фурье-компонента плотности заряда имеет вид

$$\rho_0(k_x,\omega,z)=q\,\delta(\omega-k_xu)\,\delta(z+d)/(2\pi)^2.$$

Продолжая четно функцию $\rho_0(k_x,\omega,z)$ в область $z>0$ и учитывая, что скачок нормальной компоненты электрического поля на границе приводит к поверхностным зарядам, получим:

$$\rho_0(k_x,k_y,\omega,z)=q\,\delta(\omega-k_xu)[\delta(z+d)+\delta(z-d)-2\eta(k_x,\omega)\delta(z)]/(2\pi)^2,$$

$$\rho_2(k_x,k_y,\omega,z)=2q\delta(\omega-k_xu)\eta(k_y,\omega)\ \delta(z)/(2\pi)^2,$$

где индексы 1 и 2 относятся к первой ($z<0$) и второй ($z>0$) среде, а величину $\eta(k_y,\omega)$ можно найти из граничных условий.

Таким образом, задача с границей сводится к решению двух задач в однородных безграничных средах с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1(\omega,k)$ и $\varepsilon_2(\omega,k)$ и зарядами

$$\rho_1(\mathbf{k},\omega)=2q\delta(\omega-k_xu)[\cos((k_z,d)-\eta(k_y,\omega)]/(2\pi)^3,$$

$$\rho_2(\mathbf{k},\omega)=2q\delta(\omega-k_xu)\eta(k_y,\omega)/(2\pi)^3,$$

где $\mathbf{k}=(\mathbf{k}_\perp,k_z)$.

Используя известную связь [14] между потенциалом $\varphi_{1,2}(\mathbf{k},\omega)$ и плотностью заряда $\rho_{1,2}(\mathbf{k},\omega)$, после обратного преобразования Фурье найдем:

$$\varphi_1(k_x,k_y,\omega,z)=\frac{q}{\pi^2}\delta(\omega-k_xu)\left\{\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z\cos(k_zd)}{k^2\varepsilon_1(\omega,k)}-\eta(k_y,\omega)\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z}{k^2\varepsilon_1(\omega,k)}\right\},\quad (2)$$

$$\varphi_2(k_x,k_x,\omega,z)=\frac{q}{\pi^2}\delta(\omega-k_xu)\eta(k_y,\omega)\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z}{k^2\varepsilon_2^2(\omega,k)},\quad (3)$$

где $k^2=k_x^2+k_y^2+\omega^2/u^2$.

Неизвестную функцию $\eta(k_y,\omega)$ можно найти из условий непрерывности тангенциальной компоненты напряженности электрического поля или $\varphi_1(z=-0)=\varphi_2(z=+0)$:

$$\eta(k_y,\omega)=\frac{\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z\cos(k_zd)}{k^2\varepsilon_1(\omega,k)}}{\displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_z}{k^2}\left[\frac{1}{\varepsilon_1(\omega,k)}+\frac{1}{\varepsilon_2(\omega,k)}\right]}.$$

Заметим, что выражения (2) и (3) совпадают с реальными значениями потенциалов лишь в областях $z<0$ и $z>0$ соответственно.

В интересующем нас случае границы раздела вакуума $(\varepsilon_1(\omega,k)=1)$ и полуограниченного твердого тела $(\varepsilon_2(\omega,k)=\varepsilon(\omega,k))$ имеем

$$\eta(k_y,\omega)=\frac{\exp(-\chi d)}{1+\varepsilon_s(\omega,k_y)},\quad (4)$$

$$\varepsilon_s(\omega,k_y)=\frac{2\chi}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{dk_z}{k^2\varepsilon(\omega,k)},\tag{5}$$

где $\chi=\sqrt{k_y^2+\omega^2/u^2}$. Из формул (2), (4) и (5) для индуцированного в вакууме потенциала частицы получим:

$$\varphi_{ind}(\mathbf{r},t)=\frac{q}{2\pi u}\int_{-\infty}^{+\infty}d\omega\exp\left(i\frac{\omega}{u}\xi\right)\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk_y\exp(ik_y y)}{\chi}\exp[-\chi(d-z)]\frac{\varepsilon_s(\omega,k_y)-1}{\varepsilon_s(\omega,k_y)+1},\tag{6}$$

где $\xi=x-ut$. Если в формуле (5) не учитывать пространственную дисперсию $(\varepsilon(\omega,k)=\varepsilon(\omega))$, то $\varepsilon_s(\omega,k_y)=1/\varepsilon(\omega)$, и выражение (6) совпадает с приведенным в [15].

Потери энергии заряженной частицей на единице пути определяются из формулы (6). Учитывая определение дифференциальной вероятности потерь энергии (ДВПЭ) [16], из (6) следует:

$$-\frac{dW}{dx}=\int_0^{\infty}\hbar\omega P(\omega)d\omega,$$

где

$$P(\omega)=\frac{2q^2}{\pi\hbar u^2}\int_0^{\infty}\frac{dk_y}{\chi}\exp(-2\chi d)\,\mathrm{Im}\frac{1-\varepsilon_s(\omega,k_y)}{1+\varepsilon_s(\omega,k_y)}.\tag{7}$$

3. Модельная диэлектрическая проницаемость металла

Рассмотрим теперь движение заряженной частицы параллельно плоской поверхности проводящей полубесконечной среды (металл). Для описания последней используем гидродинамическое выражение для диэлектрической проницаемости, в котором учтено влияние динамического давления на движение электронной жидкости (см., например, [17]):

$$\varepsilon(\omega,k)=1+\frac{\omega_p^2}{k^2 v_0^2-\omega(\omega+i\upsilon)},\tag{8}$$

где ω_p, ν, v_F – соответственно плазменная частота, эффективная частота столкновений и Фермиевская скорость электронов среды, $v_0=v_F\sqrt{5}/3$ (заметим, что из диэлектрической проницаемости Линдхарда для вырожденного электронного газа при больших значениях фазовой скорости следует $v_0=v_F\sqrt{5/3}$ [17]).

Подставляя выражение (8) в (5), для $\varepsilon_s(\omega,k_y)$ получим:

$$\varepsilon_s(\omega,k_y)=\frac{1}{\varepsilon(\omega)}+\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)}\frac{\chi}{\sqrt{2G}}(\sqrt{1+\Lambda/G}+i\sqrt{1-\Lambda/G}), \qquad (9)$$

где

$$\varepsilon(\omega)=1-\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega+i\upsilon)} \qquad (10)$$

есть диэлектрическая проницаемость свободного электронного газа ($v_0=0$),

$$G=\sqrt{\Lambda^2+(\upsilon\omega/v_0^2)^2}, \qquad (11)$$

$$\Lambda=k_y^2+(\gamma^2\omega_p^2-\omega^2)/\gamma^2 v_0^2; \qquad (12)$$

$\gamma^{-2}=1-\beta^2$, $\beta=v_0/u$. Дальнейшие расчеты будем проводить для значений $\beta<1$ (быстрая заряженная частица), поскольку сама формула (8) справедлива при больших значениях фазовой скорости [17].

Для реальных проводников эффективная частота столкновений много меньше плазменной частоты: $\upsilon\ll\omega_p$ [14,17]. Поэтому в формулах (7)-(11) перейдем к пределу $\upsilon\to 0$:

$$\varepsilon_s(\omega,k_y)=\frac{1}{\varepsilon(\omega)}+\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)}\frac{\chi}{\sqrt{2|\Lambda|}}(\sqrt{1+\Lambda/|\Lambda|}+i\sqrt{1-\Lambda/|\Lambda|}).$$

Из выражения (12) следует, что $\Lambda>0$ при $\omega<\gamma\omega_p$ или $\omega>\gamma\omega_p$, $k_y>\sqrt{\omega^2-\gamma^2\omega_p^2}/\gamma v_0$. Следовательно, в этих областях

$$\varepsilon_s(\omega,k_y)=\frac{1}{\varepsilon(\omega)}+\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)}\frac{\chi}{\sqrt{\Lambda}},\quad \mathrm{Im}\{\varepsilon_s(\omega,k_y)\}\to -0. \qquad (13)$$

Последнее соотношение в формуле (13) означает, что в вышеуказанных областях частот и волнового вектора частица теряет энергию за счет возбуждения коллективных приповерхностных колебаний [11].

При $\omega>\gamma\omega_p$, $k_y<\sqrt{\omega^2-\gamma^2\omega_p^2}/\gamma v_0$ из выражения (12) следует: $\Lambda<0$. Тогда

$$\varepsilon_s(\omega,k_y)=\frac{1}{\varepsilon(\omega)}+i\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)}\frac{\chi}{\sqrt{|\Lambda|}};\quad \mathrm{Im}\{\varepsilon_s(\omega,\chi)\}\neq 0. \qquad (14)$$

Как следует из последнего соотношения формулы (14), в рассматриваемых областях частот и волнового вектора частица теряет энергию за счет одночастичных возбуждений [11].

С учетом вышесказанного из формул (7), (13) и (14) для коллективных ($P_1(\omega)$) и одночастичных ($P_2(\omega)$) возбуждений получим:

$$P_1(\omega)=\frac{\gamma q^2}{\hbar u^2}\frac{\omega_s^2}{\omega^2}f(\omega)\exp\left[-\frac{2d}{\mathrm{v}_0}\left(\omega-\frac{\omega_s^2}{\omega}\right)\right] \text{ при } \omega\geq\omega_2=\omega_s/\sqrt{1-\beta},$$

$P_1(\omega)=0$ при $\omega<\omega_2$,

$$P_2(\omega)=\frac{2q^2}{\pi\hbar u^2}\cdot\int_0^1 dx\frac{\sqrt{1-x^2}}{h(\omega)-x^2}\exp\left[-2\frac{\omega}{u}d\sqrt{x^2 g(\omega)+1}\right] \text{ при } \omega\geq\gamma\omega_p,$$

$P_2(\omega)=0$ при $\omega<\gamma\omega_p$, где $\omega_s=\omega_p/\sqrt{2}$ – частота поверхностных колебаний без учета пространственной дисперсии [1],

$$f(\omega)=\omega_s^2/\sqrt{(\omega^2-\omega_1^2)(\omega^2-\omega_2^2)},\quad \omega_1=\omega_s/\sqrt{1+\beta}<\omega_2,$$

$$h(\omega)=\frac{(\omega^2-\omega_1^2)(\omega^2-\omega_2^2)}{\omega^2(\omega^2-\gamma^2\omega_p^2)},\quad g(\omega)=\frac{\omega^2-\gamma^2\omega_p^2}{\gamma^2\beta^2\omega^2}.$$

Для выяснения свойств функции $P_2(\omega)$ рассмотрим её предельные значения:

$$P_2(\omega)\approx\frac{q^2}{\hbar u^2}\frac{\omega_s^2}{\omega^2}\exp\left(-2\frac{\omega}{u}d\right) \text{ при } \omega\gg\gamma\omega_p,$$

$$P_2(\omega)\approx\frac{4\gamma^2 q^2}{\hbar\omega_p u^2}(\omega-\gamma\omega_p)\exp\left(-2\gamma\frac{\omega_p}{u}d\right) \text{ при } \omega\to\gamma\omega_p.$$

Из этих формул видно, что спектр потерь энергии на одночастичные возбуждения имеет максимум вблизи значения $\omega\approx\gamma\omega_p$. Наличие этого максимума связано с бесстолкновительным затуханием поверхностных колебаний [10,11].

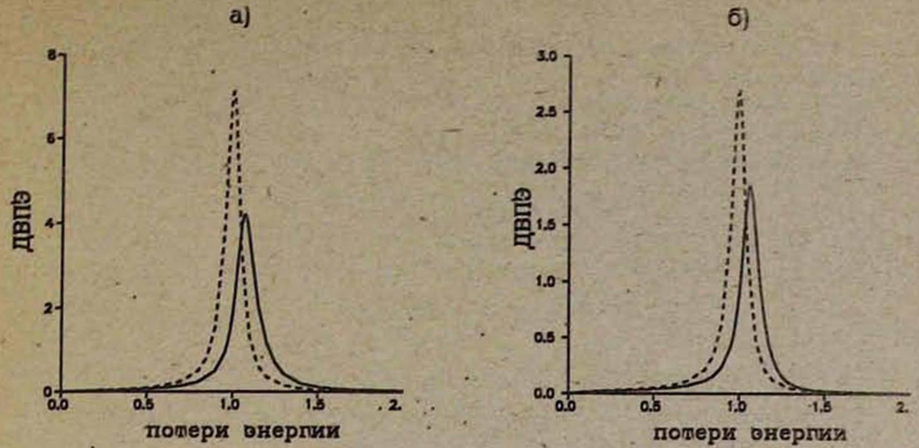


Рис. 1. Зависимость безразмерной дифференциальной вероятности потерь энергии $((\hbar u^2/q^2)P(\omega))$ от теряемой частицей энергии (ω/ω_s) в модели свободного электронного газа (пунктирная линия) и с учетом пространственной дисперсии (сплошная линия) для значений параметров: $\beta=0.1$, $\upsilon/\omega_s=0.1$, а) $\omega_s d/v_0=2$, б) $\omega_s d/v_0=5$.

На рис. 1 показана зависимость ДВПЭ $((\hbar u^2/q^2)P(\omega))$ от теряемой частицей энергии (ω/ω_s) в модели свободного электронного газа и с учетом пространственной дисперсии. Расчеты основаны на выражениях (7)–(12). Как видно из приведенных рисунков, пространственная дисперсия уменьшает вероятность потерь энергии по сравнению с моделью свободного электронного газа примерно на 30–40%. Это связано с тем обстоятельством, что учет пространственной дисперсии в формуле (8) означает наличие упругой силы, которая ограничивает подвижность электронной жидкости и, следовательно, вероятность потерь энергии пробной частицей.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Э.Зенгуил.** Физика поверхности. М., "Мир", 1990.
2. **P.M.Echenique, J.B.Pendry.** J. Phys. C, **8**, 2936 (1975).
3. **P.M.Echenique et al.** Phys. Rev. B, **23**, 6486 (1981).
4. **J.Burgdörfer.** Nucl. Instrum. and Methods B, **24/25**, 139 (1987).
5. **T.Iitaka et al.** Phys. Rev. Lett., **65**, 3160 (1990).
6. **Л.М.Горбунов, Г.Б.Нерсисян.** Краткие сообщения по физике (ФИАН), №5-6, 53 (1993).
7. **Г.Б.Нерсисян, Г.Г.Матевосян.** Изв. ВУЗов, Радиофизика, **38**, 1241 (1995).
8. **Г.Б.Нерсисян, Г.Г.Матевосян, Р.А.Геворкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **30**, №5, 191 (1995).

9. Г.Б.Нерсисян, Г.Г.Матевосян, Р.А.Геворкян. Изв. НАН Армении, Физика, 31, №1, 23 (1996).
10. T.L.Ferrell, P.M.Echenique, R.H.Ritchie. Solid State Commun., 32, 419 (1979).
11. R.Núñez, P.M.Echenique, R.H.Ritchie. J. Phys. C, 13, 4229 (1980).
12. R.H.Ritchie, A.L.Marusak. Surf. Sci., 4, 234 (1966).
13. V.Celli. Surface Physics. Vienna, IAEA, 1974.
14. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., "Наука", 1982.
15. N.R.Arista. Phys. Rev. A, 49, 1885 (1994).
16. L.D.Marks. Solid State Commun., 43, 727 (1982).
17. J.Lindhard. K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., 18, 1 (1954).

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԵՏԱՂԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՆ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ԱՐԱԳ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՎՐԱ

Հ.Բ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Հ.Հ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ, Է.Ա. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Տարածական դիսպերսիայի հաշվառմամբ դիտարկված են լիցքավորված արագ մասնիկի էներգիայի կորուստները, որոնք առաջանում են մետաղի հարթ մակերևույթին զուգահեռ շարժվելիս: Ենթադրվում է, որ մետաղի էլեկտրոնները անդրադառնում են մակերևույթից հայելային օրենքով: Գտնված են արտահայտություններ էներգիայի կորուստների դիֆերենցիալ հավանականության համար: Ցույց է տրված, որ տարածական դիսպերսիան 30-40%-ով փոքրացնում է կորուստների հավանականությունը ոչ դիսպերսիվ միջավայրի համեմատությամբ:

EFFECT OF SPACE DISPERSION ON THE ENERGY LOSSES OF A FAST CHARGED PARTICLE MOVING PARALLEL TO A METAL SURFACE

H.B. NERSISYAN, G.G. MATEVOSYAN, E.A. ACOPYAN, and R.A. GEVORKYAN

Energy losses of a fast charged particle moving parallel to a flat metal surface are studied with account of the space dispersion. It is assumed that electrons are mirror reflected from the metal surface. Expressions are obtained for the differential energy loss probability. It is shown that consideration of the space dispersion reduces the loss probability in comparison with the medium without dispersion for 30-40%.

Известия НАН Армении, Физика, т. 32, № 1, с. 35-43 (1997)

УДК 621.382.2

ИНЖЕКЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ВАРИЗОННЫХ СТРУКТУРАХ С ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ

В.М. АРУТЮНЯН, М.Ж. ГУЛИНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 июня 1996 г.)

Приведены расчеты интенсивности электролюминесценции в варизонных структурах, функционирующих в режиме двойной инжекции. Рассмотрены случаи излучательной рекомбинации через центры и типа зона-зона. Проанализированы зависимости интенсивности излучения от тока, протекающего через структуру, для различных длин базы и градиента разрешенных зон.

Физические процессы в структурах с двойной инжекцией вызывают интерес уже в течение значительного времени [1-4]. В связи с необходимостью создания новых оптоэлектронных излучающих и фотоприемных структур особое внимание уделяется изучению таких инжекционных процесов в структурах с плавными гетеропереходами, иначе говоря, в варизонных структурах [5-9]. Результаты исследований в области варизонных полупроводников обобщены в монографии [9]. Значительный интерес вызывает и изучение явления инжекционной электролюминесценции в структурах с двойной инжекцией [9-10].

В настоящей работе изучены закономерности, которые ожидаются в варизонных p^+nn^+ или n^+pn^+ структурах с гетеропереходами, инжектирующими дырки и электроны. Примеры таких структур приведены в [3,6,9,11]. Особое внимание в нашем исследовании уделено зависимости интенсивности (яркости) инжекционной электролюминесценции от силы тока в условиях рекомбинационного излучения, обусловленного межзонной рекомбинацией инжектированных дырок и электронов, и примесного рекомбинационного излучения (мономолекулярная рекомбинация).

В p^+nn^+ структуре с "длинной" варизонной базой уравнения для электронной и дырочной составляющих тока имеют вид

$$j_n = enu_n(E - c) + eD_n \frac{dn}{dx}, \qquad (1)$$

$$j_p = epu_p(E - v) - eD_p \frac{dp}{dx}, \qquad (2)$$

где E – напряженность электрического поля, $v, c = -\dfrac{\nabla E_{v,c}}{e}$ – градиенты v и c зон.

Воспользовавшись уравнениями непрерывности, в условиях отсутствия кумуляционного эффекта и квазинейтральности электронно-дырочной плазмы $n \approx p + N_g$, для распределения концентрации неосновных носителей тока нетрудно получить дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2p}{dx^2}\frac{2p+N_g}{p+mN_g} + \left(\frac{dp}{dx}\right)^2 \frac{(2m-1)N_g}{\left(p+mN_g\right)^2} +$$
$$+\frac{dp}{dx}\left\{\frac{e(v-c)}{kT}\left[1-\frac{m(m-1)N_g^2}{\left(p+mN_g\right)^2}\right] - mN_g\frac{j}{kTu_n\left(p+mN_g\right)^2}\right\} = \frac{p-p_T}{L_p^2}. \qquad (3)$$

квазинейтральности справедливо, если ширина запрещенной зоны меняется более плавно по сравнению с концентрацией неравновесных носителей.

В уравнениях (1)-(3) n и p – концентрации неравновесных электронов и дырок в базе, p_T – равновесная концентрация дырок, u_n, D_n, u_p, D_p – подвижности и коэффиценты диффузии электронов и дырок, N_g – концентрация доноров, τ_p – время жизни неосновных носителей тока, j – плотность полного тока структуры,

$$m = \frac{b}{b+1}, \quad b = \frac{u_n}{u_p}, \quad L_p^2 = mD_p\tau_p.$$

В приближении малого уровня инжекции $2p \ll N_g$ получим уравнение, решение которого с граничными условиями на краях области квазинейтральности базы $j_n(0)=j_p(d)=0$ (идеальные инжектирующие контакты) имеет вид:

$$p(x)=\frac{e^{\lambda x}}{\operatorname{sh}\omega d}\left\{\left[p(0)-p_0\right]\operatorname{sh}\omega(d-x)+e^{-\lambda d}\operatorname{sh}\omega x\left[p(d)-p_0e^{\lambda_0 d}\right]\right\}+p_0e^{\lambda_0 x}, \quad (4)$$

где
$$p(0)=\frac{j\tau_p}{e}\left[\omega\operatorname{cth}\omega d-\lambda+\frac{p_0e^{\lambda_0 d}}{bN_g}\frac{\omega}{\operatorname{sh}\omega d}e^{-\lambda d}\right]+p_0, \quad (5)$$

$$p(d)=\frac{j\tau_p}{e}\left[\frac{\omega e^{\lambda d}}{\operatorname{sh}\omega d}+\frac{p_0e^{\lambda_0 d}}{bN_g}\left(\omega\operatorname{cth}\omega d+\lambda\right)\right]+p_0e^{\lambda_0 d}, \quad (6)$$

$$p_0\approx\frac{n^2{}_{im}}{N_g}\left[1+\left(\frac{eL_p}{kT}\right)^2(\nu-c)\frac{j}{eu_nN_g}\right], \text{ когда } \nabla E_g>0, \quad (7)$$

$$p_0\approx\frac{n_{im}^2}{N_g}e^{-\lambda_0 d}\left[1+\left(\frac{eL_p}{kT}\right)^2(\nu-c)\frac{j}{eu_nN_g}\right], \text{ когда } \nabla E_g<0, \quad (8)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны, p_0 – концентрация дырок в точке $x=0$ при отсутствии тока в структуре. В решении (4)

$$\lambda=-\frac{e}{2kT}\left(\nu-c-\frac{j}{eu_nN_g}\right),\quad \lambda_0=-\frac{e}{kT}(\nu-c),\quad \omega=\sqrt{\lambda^2+L_p^{-2}}, \quad (9)$$

n_{im} – собственная концентрация носителей в точке $E_{g\min}$.

Как отмечалось нами выше, в настоящей работе изучены случаи инжекционной электролюминесценции в условиях излучательной рекомбинации через центры и типа зона-зона. Случаи ударного возбуждения и фотолюминесценции не рассматриваются.

Интенсивность примесного рекомбинационного излучения, связанного с мономолекулярной рекомбинацией, как известно, описывается следующим интегралом:

$$\Phi_M=\int_0^d\frac{p-p_T}{\tau_{pi}}dx, \quad (10)$$

где τ_{pi} – время излучательной рекомбинации через центры.

Интенсивность межзонного рекомбинационного излучения определяется из интеграла

$$\Phi_B=\int_0^d\beta\left(np-n_{im}^2\right)dx, \quad (11)$$

где β – вероятность перехода зона-зона.

При наших расчетах τ_{pi} и β принимались постоянными. Рассмотрим отдельно случаи, соответствующие (10) и (11).

Излучательная рекомбинация через центры

Интеграл (10) вычислен нами с использованием решения (4), когда имеет место (7). В полученных результатах мы перешли к безразмерным Ф и i, которые равны, соответственно,

$$\Phi_1 = \Phi_M \frac{d}{D_n N_g}, \tag{12}$$

$$i = j \frac{d}{eD_n N_g}. \tag{13}$$

Тогда нетрудно убедиться, что

$$\Phi_1 = \left\{1 + a\left(1 - \lambda_0 d \frac{\tau_p}{\tau_{pi}}\right)\right\} i + a\lambda_0 d \left\{\frac{\tau_p}{\tau_{pi}}\left(\frac{d}{L_p}\right)^2 - \left(\frac{L_p}{d}\right)^2 i^2\right\}, \tag{14}$$

где

$$a = \frac{n_{im}^2}{bN_g^2} e^{\lambda_0 d}. \tag{15}$$

Выражение (14) записано для сравнительно малых значений градиента энергетических зон базы, то есть, когда $|\lambda_0 d| < 1$.

Численные расчеты для (14), проведенные нами, свидетельствуют о том, что квадратичный член значительно слабее линейного. Такая зависимость аналогична известной из литературы линейной зависимости для обыкновенного гетероперехода.

Излучательная межзонная рекомбинация

Этот случай представляет особый интерес, поскольку наилучшие излучающие структуры изготавливаются из прямозонных полупроводников, к тому же, как показывают наши расчеты, при различных плотностях тока возможны как линейные, так и квадратичные, кубическая и другие закономерности для зависимости интенсивности электролюминесценций от тока.

Интеграл (11) вычислен так же, как и (10), но из-за громоздкости здесь полностью не приведен. Ограничимся лишь обсуждением различных случаев.

Для случая $\left|\lambda_0 d\right|<1$ интенсивность электролюминесценции в безразмерных единицах описывается выражением

$$\Phi_2=\frac{\lambda_0 d}{b\gamma_1}\left(b\lambda_0 d-r\right)+i\left\{\frac{l}{s}+\frac{1-3\lambda_0 d}{b}\right\}+i\frac{l}{2l-q}\left\{\frac{\omega}{b\lambda}(s-br)\operatorname{ch}\omega d+\right.$$

$$\left.+\frac{(s+br)}{b}\operatorname{sh}\omega d+1+\frac{l}{2}+\frac{s}{b}\left(\frac{l}{2}-r\right)\right\}+i\frac{s+br}{b^2(\gamma_1 l-1)}+$$

$$+i^2\left\{\frac{b\gamma_1}{8s\operatorname{sh}^2\omega d}\left[bl-\Omega_3+b\Omega_1+4s\Omega_2\right]-\frac{2\gamma_1(br+s)}{b\left(\gamma_1 l-1\right)}-\frac{\gamma_1}{b}\frac{l}{2l-q}\times\right.$$

$$\times\left[\frac{\omega}{\lambda}(s-br)\operatorname{ch}\omega d+(s+br)\operatorname{sh}\omega d+b-sr+\frac{l}{2}(s+b)\right]-\frac{\gamma_1}{bs}+$$

$$\left.+\frac{1}{2s\operatorname{sh}^2\omega d}\left[\frac{\left(b^2+s^2\right)}{b}+\frac{4s}{l}\operatorname{sh}\lambda d\operatorname{ch}\omega d\right]\right\}+i^3\left\{\frac{\gamma_1}{8s\lambda_0 d\operatorname{sh}^2\omega d}\left[bl-\Omega_3+b\Omega_1+4s\Omega_2\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{\gamma_1^2}{4b\operatorname{sh}^2\omega d}\left[\Omega_3-2b\Omega_2\right]+\frac{\gamma_1}{2bl\operatorname{sh}^2\omega d}\left[s(1-l)-b\left(1+2\operatorname{sh}\omega d\operatorname{ch}\lambda d\right)\right]\right\}+$$

$$+i^4\left\{\frac{\gamma_1^2}{b\lambda_0 d\operatorname{sh}^2\omega d}\left[\Omega_3-2b\Omega_2\right]-\frac{s\gamma_1\lambda_0 d}{2b\operatorname{sh}^2\omega d}\right\}-i^5\left(\frac{\gamma_1}{\lambda_0 d}\right)^3\frac{\Omega_3}{2b\operatorname{sh}^2\omega d}, \qquad (16)$$

где $\quad \Phi_2=\Phi_B\dfrac{d}{\beta.D_n n_{im}^2}e^{-\lambda_0 d}, \quad s=\dfrac{n_{im}^2}{N_g^2}e^{\lambda_0 d}, \quad \gamma_1=\left(\dfrac{L_p}{d}\right)^2\lambda_0 d,$

$$r=1-\lambda_0 d, \quad l=i+\lambda_0 d, \quad q=i+\gamma_1^{-1},$$

$$\Omega_1=1-\operatorname{ch}2\omega d+\frac{\omega}{\lambda}\operatorname{sh}2\omega d, \quad \Omega_2=\operatorname{ch}\omega d\operatorname{sh}\lambda d-\frac{\omega}{\lambda}\operatorname{sh}\omega d\operatorname{ch}\lambda d,$$

$$\Omega_3=s\left(1-l-\operatorname{ch}2\omega d-\frac{\omega}{\lambda}\operatorname{sh}2\omega d\right).$$

В интервале сравнительно малых токов справедливо следующее неравенство:

$$\left(\lambda_0 d+i\right)\left|\gamma_1\right|<<1. \qquad (17)$$

Тогда

$$\frac{i+\lambda_0 d}{2\lambda_0 d+i-\gamma_1^{-1}}\approx-2\gamma_1\lambda_0 d, \quad \frac{1}{\gamma_1\left(i+\lambda_0 d\right)-1}\approx-1. \qquad (18)$$

Оставляя в выражении (16) для $\Phi(i)$ имеющие наибольший вклад члены и учитывая (18), имеем:

$$\Phi_2 = \frac{\lambda_0 d}{b\gamma_1}(b\lambda_0 d - r) + i\left\{\frac{1}{s} + \frac{2}{b}(r - \lambda_0 d) + 2\gamma_1\lambda_0 d(r\Omega_1 - 1)\right\} +$$

$$+ i^2\left\{\frac{b}{2s\,\mathrm{sh}^2\omega d} + \frac{b\gamma_1}{8s\,\mathrm{sh}^2\omega d}(\lambda_0 d + 2\mathrm{sh}\omega d\Omega_1) + \gamma_1(2r - \lambda_0 d) + 2\gamma_1^2\lambda_0 d(r\Omega_1 - 1) - \frac{\gamma_1}{bs}\right\} + \quad (19)$$

$$+ i^3\left\{\frac{b\gamma_1}{4s\,\mathrm{sh}^2\omega d}(\lambda_0 d + \mathrm{sh}\omega d\Omega_1) + \gamma_1^2\lambda_0 d - \frac{\gamma_1}{2l\,\mathrm{sh}^2\omega d}(1 + 2\mathrm{sh}\lambda_0 d\,\mathrm{ch}\omega d)\right\} + i^4\frac{b\gamma_1}{8s\lambda_0 d\,\mathrm{sh}^2\omega d}.$$

В интервале сравнительно больших токов имеет место неравенство

$$i|\gamma_1| >> 1 \qquad (20)$$

и

$$\frac{i + \lambda_0 d}{2\lambda_0 d + i - \gamma_1^{-1}} \approx 1, \quad \frac{i}{\gamma_1(i + \lambda_0 d) - 1} \approx \gamma_1^{-1} \qquad (21)$$

Выражение для $\Phi(i)$ тогда примет простой вид:

$$\Phi_2 = \frac{1}{s}i + \left\{\frac{\gamma_1}{bs} + \frac{1}{2}\right\}i^2 + \frac{|\gamma_1|}{2}i^3 \qquad (22)$$

Для средних значений тока, когда $i \cong 1/|\gamma_1|$, достаточно дать значение $\Phi_2(i)$ в точке $i = 1/|\gamma_1|$:

$$\Phi_2\left(\frac{1}{|\gamma_1|}\right) = \frac{(\lambda_0 d)^2}{b\gamma_1}\left(b + 1 - \frac{1}{\lambda_0 d}\right) + \frac{1}{s|\gamma_1|} +$$
$$+ \frac{b}{2\gamma_1^2 s\,\mathrm{sh}^2\,\omega d}\left\{1 + \frac{\lambda_0 d + \mathrm{sh}\,\omega d\Omega_1}{2} + \frac{1}{4\lambda_0 d|\gamma_1|}\right\} \qquad (23)$$

Графический анализ формулы (19) для $\Phi_2(i)$, выполненный нами для частных случаев, когда $\lambda_0 d = -1/5, -1/3, -1/2$, $d/L_p = 3{,}6{,}9$, $s=10^{-3}$ и $b=10$, свидетельствует о том, что при малых токах имеют место сперва квадратичная, затем линейная зависимости интенсивности электролюминесценции от тока (рис.1). Переход от одной зависимости к другой осуществляется плавным образом. Наконец, как видно из (22) и рис.1, при больших токах вновь имеет место квадратичная зависимость, которая медленно переходит в кубическую. Большой градиент энергетических зон вызывает более крутую зависимость Φ_2 от тока.

Резкому увеличению интенсивности электролюминесценции способствует и большая длина базы структуры.

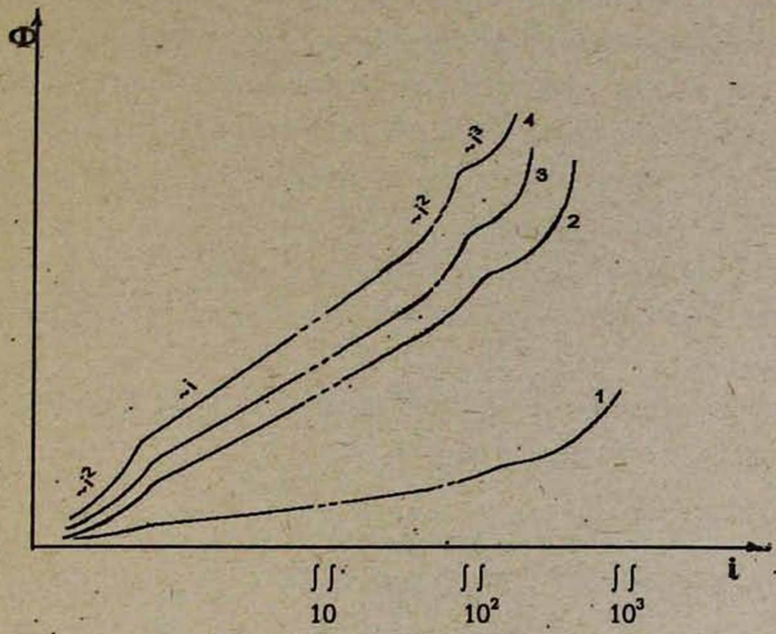


Рис. 1. Зависимости $\Phi_2(i)$ для разных значений длин базы и градиента энергетических зон: $1-d/L_p=3$, $\lambda_0 d=-1/5$, $2-d/L_p=6$, $\lambda_0 d=-1/5$, $3-d/L_p=9$, $\lambda_0 d=-1/5$, $4-d/L_p=9$, $\lambda_0 d=-1/3$. Во всех случаях принято $s=10^{-3}$ и $b=10$.

Линейная зависимость интенсивности электролюминесценции от тока – явление обычное для излучающих структур с *p–n*, гетеро- и Шоттки-переходами, на ней мы останавливаться не будем. Отметим лишь некоторые из известных нам случаев нелинейной зависимости Ф(*i*). Так, в работах [12-18] наблюдались квадратичные законы Ф от тока, причем в [12] после этой зависимости наблюдалась линейная зависимость, а в [16] кубическая зависимость предшествовала квадратичной. Эти нелинейные зависимости имеют не случайный характер, они наблюдались в довольно широком диапазоне токов. В исследованных в [13] гетероструктурах имелись специально выполненные варизонные слои; в других же работах имелся слой пористого кремния или силицида кремния, причем, как показано в [19-25], в структурах на базе пористого кремния реализуется режим двойной инжекции.

Последний, как обсуждалось в [19,20], можно рассматривать в условиях размерного квантования в зернах как варизонный материал с некоторой суммарной прозрачностью через межзеренные барьеры. Указанные выше нелинейные зависимости и плавные переходы из одной зависимости в другую, в принципе, могут быть объяснены в рамках полученных в настоящей работе аналитических выражений для зависимости Ф(*i*). Количественные сравнения с экспериментом и обсуждение полного соответствия рассматриваемой здесь зонной картины с таковой для исследованных на опыте в [12-18] структур требуют дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Данная работа выполнена в рамках темы 96-907, финансируемой Министерством образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М. Ламперт и П. Марк.** Инжекционные токи в твердых телах. М.,Мир, 1973, 416с.
2. **В.М. Арутюнян.** Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1977, 324с.
3. **Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю.Лейдерман.** Токи двойной инжекции в полупроводниках. М., изд. Сов. радио, 1978, 320с.
4. **Ф.В. Гаспарян, З.Н.Адамян, В.М. Арутюнян.** Кремниевые фотоприемники. Ереван, изд. ЕГУ, 1986, 364с.
5. **В.М. Арутюнян, С.Г. Петросян.** ФТП, **14**, N 10, 2001 (1980), Infrared Phys., **29**, N 2-4, 681(1989).
6. **В.М. Арутюнян, А. Т. Дарбасян.** ФТП, **16**, N 11, 1938 (1982) ; **20**, N5, 864 (1986).
7. **В. М. Арутюнян, А.Т. Дарбасян.** Фотовольтаический эффект в варизонных полупроводниках в условиях двойной инжекции. Межвуз. сб. Физика, Ереван, изд. ЕГУ, вып.7, 1987, с.74-83.
8. **V.M. Aroutiounian, A.T. Darbassyan.** Infrared Phys., **29**, 689 (1989).
9. **Г.П. Пека, В.Ф. Коваленко, А.Н. Смоляр.** Варизонные полупроводники. Киев, Изд. Выща школа, 1989, 252с.
10. **П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман.** Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. Ташкент, Изд. ФАН, 1981, 200с.
11. **Г.А. Ашкинази и др.** ФТП, **10**, N 2, 286 (1976).
12. **H.M. Mimuta et al.** J. Phys. Soc. Japan, **63**, Suppl.B, 203(1994).
13. **N.F. Shin et al.** IEEE Trans ED-14, N 9, 453 (1993).
14. **L. Pavesi et al.** J. Appl. Phys., **75**, N 2, 780 (1994).
15. **L. Pavesi et al.** SPIE, **1985**, 632 (1993).
16. **J. Xu et al.** IEEE Electron Dev. Lett. , **15**, N 12, 507 (1994).
17. **H.P. Maruska et al.** Appl. Phys. Lett., **61**, N 11, 1338 (1992).
18. **H.M. Mimuta et al.** Mat. Res. Symp. Proc., **358**, 635(1994).
19. **В.М. Арутюнян.** Докл. НАН РА, **95**, 151 (1995).
20. **В.М. Арутюнян.** Докл. НАН РА, **95**, 229 (1995).
21. **E.S. Kooij, R.W. Despo, J.J. Kelly.** Appl. Phys. Lett., **66**, 2552 (1995).
22. **J. Wang** et al. J. Appl. Phys., **75**, N 2, 1070 (1994).
23. **M. Ligeon** et al. J. Appl. Phys., **74** , N 12, 1265 (1993).

24. G. Djmchil et al. Appl. Surf. Sci., 65/66, 394 (1993).
25. F. Muller et al. J. Luminescence, 57, 283 (1993).

ԷԼԵԿՏՐԱԼՅՈՒՄԻՆԵՍՑԵՆՏՈՒՄԸ ԿՐԿՆԱԿԻ ՆԵՐԱՐԿՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՇԽԱՏՈՂ ՎԱՐԻԶՈՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Վ.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Մ.Ժ. ՂՈՒԼԻՆՅԱՆ

Աշխատանքում հաշված է կրկնակի ներարկման պայմաններում աշխատող վարիզոնային կառուցվացքում տեղի ունեցող էլեկտրալյումինեսցենտման ինտենսիվությունը: Քննարկված են գրավման կենտրոնների միջոցով եւ գոտի-գոտի ճառագայթային ռեկոմբինացիայի դեպքերը: Քննարկված է ճառագայթման ինտենսիվության կախումը կառուցվածքով անցնող հոսանքից, բազայի երկարության եւ թույլատրված գոտիների գրադիենտի տարբեր արժեքների դեպքում:

ELECTROLUMINESCENCE IN GRADED-GAP STRUCTURES OPERATING IN THE DOUBLE INJECTION MODE

V.M. AROUTIOUNIAN, M.ZH. GHOOLINIAN

The intensity of the electroluminescence in graded-gap semiconductor structures operating in the mode of the double injection is calculated. The cases of the band-to-band radiative recombination and radiative recombination via centers are considered. The intensity of the luminescence-current characteristics for different lengths of the base and energy bands gradients are analyzed.

Известия НАН Армении, Физика, т. 32, № 1, с. 44-53 (1997)

УДК 621.373

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОСТЕХИОМЕТРИЧНЫХ ПЛЕНОК PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИМПУЛЬСНОЙ ЭПИТАКСИИ

А.Г.АЛЕКСАНЯН, А.М. ХАЧАТРЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 22 января 1996 г.)

Исследованы физические основы лазерной технологии получения монокристаллических полупроводниковых слоев (тонких и сверхтонких) PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ из элементарных источников Pb, Te, Sn – от высокостехиометричных, обладающих собственной проводимостью в температурном интервале T≥78 K, до сильнолегированных (собственные дефекты) n,p-типов. Установлена связь структурного качества и состава PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ слоев, а также концентрации свободных носителей с технологическими режимами их получения. Определен режим получения многослойной структуры PbTe–Pb^a–PbTe–Pb^a .... с размерно-квантованными слоями PbTe и аморфным Pb^a.

1. Соединения A_4B_6 обычно кристаллизуются со значительными отклонениями от стехиометрии [1,2]. Относительно малая величина энтальпии образования вакансий (0.3-0.8 эВ) и высокая температура подложки (T≥500 °C) приводят к неизбежной генерации собственных дефектов (преимущественно вакансий), которые электрически активны. Уровни вакансий не попадают в запрещенную зону и поэтому свободные носители в зонах разрешенных энергий могут находиться при сколь угодно низких температурах.

Равновесные концентрации вакансий в подрешетке свинца (акцепторов) и в подрешетке халькогена (доноров) обычно имеют порядок 10^{18}–10^{19} см$^{-3}$. Лишь специальными технологическими приемами удается снизить концентрации свободных носителей до уровня 10^{16}–10^{17} см$^{-3}$ [2,3].

Большие концентрации свободных носителей предопределяют возможности исследования таких фундаментальных характеристик как энергетический спектр, плотность состояний, спектральная зависимость фотопроводимости, механизм рассеяния, порог генерации лазеров, возможность продвижения в длинноволновую область при приеме и генерации электромагнитного излучения [4], а также проведение сильнополевых экспериментов, где должны проявить себя дополнительные зоны.

Целью данной работы является разработка физических основ технологии получения высокостехиометричных монокристаллических слоев PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с контролируемой концентрацией свободных носителей (от собственных значений концентрации до сильнолегированных) и многослойных структур на их основе на подложках типа поликор и слюда. При этом не исключается применение традиционных для этих материалов подложек.

2. С помощью установки лазерно-импульсной эпитаксии собственной конструкции нами разработана технология получения тонких монокристаллических слове PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и слоистых структур на их основе [5]. Процесс напыления происходит в вакуумной камере. На вращающемся держателе расположены источники компонент осаждаемого вещества, которые вращением поочередно могут быть подведены под испаряющий луч лазера. Полученные при этом потоки частиц электронов, ионов, атомов обладают спектром энергии, задаваемым интенсивностью излучения лазера для каждого вещества.

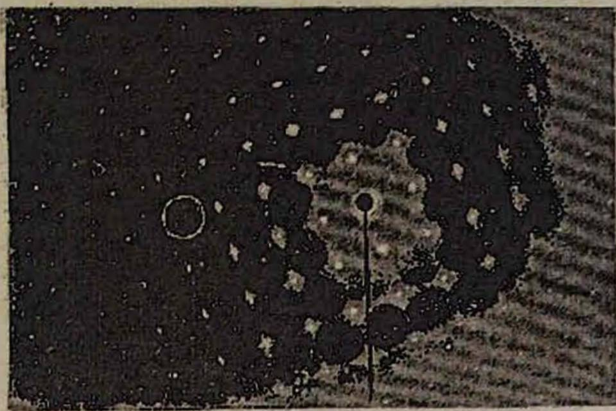
Быстрые частицы воздействуют на каждый предыдущий осажденный слой, вызывая и усиливая поверхностную миграцию хемосорбированных атомов и ускоряя десорбцию физически адсорбированных частиц. Толщина слоя (количество каждого вещества) контролируется числом импульсов осаждения данного вещества. Исходя из того, что толщина осажденного монослоя для некоторого энергетического интервала технологического лазера практически не зависит от энергии облучения, а энергетическое состояние эрозионной плазмы зависит от энергии облучения, напыление производилось в этом энергетическом интервале технологического лазера. Ниже излагаются технологические принципы, которые позволяют данным методом получить сверхчистые пленки PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

При осаждении вещества на подложке происходит химическая эндотермическая реакция с образованием молекул PbTe или SnTe. Такие атомы, которые образуют молекулы, называются хемосорбированными атомами. Как известно, энергия их связи достигает нескольких электрон-вольт. Кроме хемосорбированных атомов, на поверхности подложки могут накопиться физически адсорбированные атомы, энергия которых составляет несколько сотых электрон-вольта. Поскольку при выращивании монокристаллических пленок халькогенидов свинца и олова традиционными методами необходима высокая температура подложки (≥500 °C), то соответствующая этой температуре теплота оказывается достаточной для генерации точечных дефектов. Долговременный отжиг [2,3] тоже не эффективен для уменьшения концентрации точечных дефектов, так что получить концентрацию точечных дефектов меньше чем 10^{16} см$^{-3}$ такими традиционными методами практически невозможно.

В нашем случае, исходя из высоких скоростей эпитаксии и, следовательно, меньшей температуры эпитаксии (2000 °C), есть возможность исключить дефектообразование за счет высокой температуры подложки. Кроме того, избыточные атомы, которые являются физически адсорбированными, можно удалять с поверхности, меняя энергетическое состояние эрозионной плазмы. Данным методом были выращены пленки PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$, концентрация свободных носителей в которых определяется собственной концентрацией и составляет величину порядка 10^{12} см$^{-3}$.

Условия, в которых выращивается бездефектная пленка, можно представить в следующем виде: $\varepsilon_{фа}<\varepsilon<\varepsilon_{ха}$, $\varepsilon<\varepsilon_{тд}$, где $\varepsilon_{фа}$ – энергия десорбции физически адсорбированных атомов, $\varepsilon_{ха}$ – энергия десорбции хемосорбированных атомов, $\varepsilon_{тд}$ – энергия образования тепловых дефектов, $\varepsilon=\varepsilon_{т}+\varepsilon_{хр}+\varepsilon_{эп}$ – приведенная энергия подложки, $\varepsilon_{т}$ – тепловая энергия подложки, $\varepsilon_{хр}$ – энергия, выделяемая при химической реакции, $\varepsilon_{эп}$ – энергия, отдаваемая подложке эрозионной плазмой. Итак, приведенная энергия подложки ε состоит из трех компонентов, величинами которых (кроме $\varepsilon_{хр}$) можно варьировать, исходя из требований к выращиваемой пленке (чистота, диффузия, граница раздела и т.д.).

3. Выращенные плёнки подвергались структурным, электрофизическим и фотоэлектрическим исследованиям. Из электронографических исследований следует, что предложенный в настоящей работе метод позволяет получать многокомпонентные полупроводниковые пленки, структурные свойства которых можно варьировать в широком интервале (см. рис.1).



а)

б)

Рис.1. Электронограммы а) PbTe, б) PbTe-Pb^{a}-PbTe...

На рис.1а. показана электронограмма пленки PbTe, выращенной на подложке KBr. Как следует из электронограммы, пленка – однофазная, монокристаллическая. Электронограмма пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe$ также однофазная, монокристаллическая. На рис.1б приведена электронограмма многослойной структуры $PbTe-Pb^a$. На электронограмме видны аморфная фаза Pb^a и текстура PbTe.

Установлено, что в зависимости от температуры подложки, интенсивности излучения технологического лазера, расстояния мишень-подложка и уровня вакуума, выращенные пленки имеют разное структурное совершенство и состав. Совершенные пленки получаются при температуре подложки $T_п$=200-250°С и интенсивности технологического лазера 0.5-0.8 Дж/см^2. Для $T \geq 250$°С стехиометрия растущей пленки не сохраняется, пленки получаются богатыми свинцом. При $T_п$<200°С пленки получаются поликристаллическими или в виде текстуры. При больших интенсивностях излучения технологического лазера пленки растут с точечными дефектами, которые имеют акцепторный характер. При низких интенсивностях излучения технологического лазера пленки получаются нестехиометричными.

Пленки PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ были получены на подложках KCl, слюде мусковит, а также на полированном поликоре. На подложках KCl, которые скалывались перпендикулярно кристаллографической оси [001], выращенные пленки имели ориентацию [001].

На рис.2 приведены температурные зависимости удельного сопротивления выращенных пленок. Из них также следует, что метод лазерно-импульсной эпитаксии позволяет выращивать пленки PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ как с собственной проводимостью (рис.2(2)(3)), так и с большой концентрацией свободных носителей (рис.2(4)).

Здесь приведена и температурная зависимость удельного сопротивления многослойной структуры кристаллический PbTe – аморфный Pb^a (рис.2(1)). В предположении, что основным механизмом рассеяния в чистых образцах является рассеяние на акустических и полярных оптических фононах, а температурная зависимость ширины

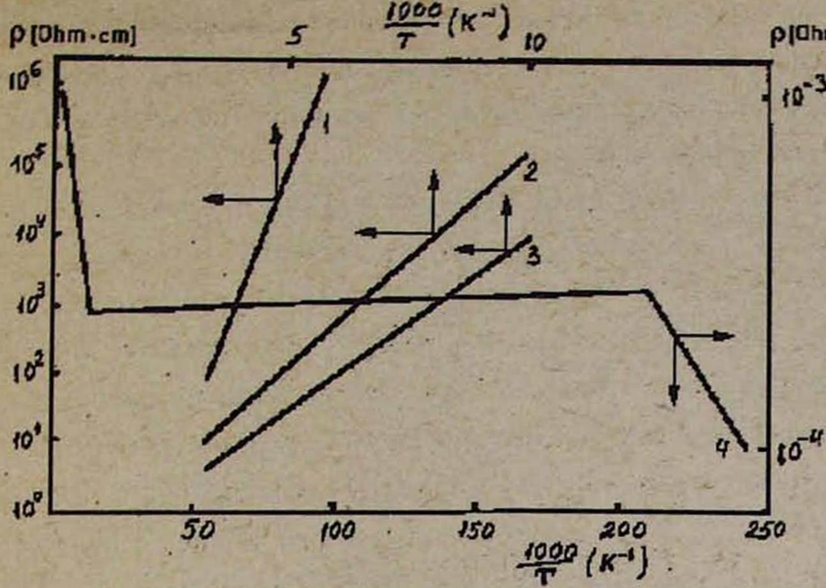


Рис.2. Температурная зависимость удельного сопротивления.
1. PbTe-Pb^{a}-PbTe- .... 2. Сверхчистый PbTe; 3. $Pb_{0.85}Sn_{0..15}Te$;
4. Сильнолегированный PbTe.

запрещенной зоны имеет вид $E_g(T)=E_g(0)+\alpha T$, где $E_g(T)$ аппроксимированная к нулевой температуре ширина запрещенной зоны, α – температурный коэффициент запрещенной зоны (α=4.0·10^{4} эВ/град), были определены величины энергии запрещенной зоны для пленок PbTe (рис.2(2)), $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (рис.2(3)) и многослойной структуры PbTe–Pb^{a} (рис.2(1)), которые равны, соответственно, 0.23 эВ, 0.16 эВ и 0.47 эВ при температуре 100 К.

На рис. 2(1) приведена зависимость ρ(T) для сильнолегированной (n~10^{19} см$^{-3}$) пленки PbTe. Такая зависимость при температурах T ≥ 100 K определяется рассеянием на полярных оптических и акустических фононах, а при T<100 K – рассеянием на заряженных примесях.

Найденные из холловских измерений концентрация свободных носителей и подвижность при T=300 K для пленок PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ соответственно равны p=2·10^{16} см$^{-3}$, μ=300 см^2/В·с и p=7·10^{16} см$^{-3}$, μ=360 см^2/В·с.

Измерить коэффициент Холла при низких температурах (T=100 K) не удалось. По-видимому, это связано с тем, что полученные пленки практически обладают собственной проводимостью с равными подвижностями электронов и дырок (т.е. $b=\mu_e/\mu_h=1$), что требует проведения измерений другими методами (например, методом импульсной инжекции).

При высоких же температурах T>100 K эти измерения удалось провести, поскольку при высоких температурах разница между энергиями боковой L и центральной W валентных зон становится ~kT и меньше, и переходы из W-зоны в L-зону становятся более заметными, что вводит асимметрию ($b\neq1$). Для оценки концентрации свободных носителей при низкой температуре T=100 K будем исходить из того, что $\ln p$ линейно зависит от T^{-2} в интервале температур (100÷300) K и изменяется в $3\cdot10^4$ и $5\cdot10^3$ раза, соответственно, для PbTe и $Pb_{0.85}Sn_{0.15}Te$; тогда при температуре T=100 K $p=10^{12}$ см$^{-3}$ и 10^{13} см$^{-3}$, соответственно.

Полученные численные значения подвижности при T=300 K меньше, чем известные из литературы для объемных образцов. На наш взгляд, это связано с классическим размерным эффектом. Действительно, толщина исследуемых пленок d=2000 Å, а длина свободного пробега при рассеянии на акустических фононах при T=300 K равна 5.4 мкм. Учет рассеяния носителей тока на границах подложка-пленка, пленка-воздух приводит к поправочному коэффициенту 3 [6].

На рис.3 приведены спектральные зависимости фотопроводимости у края поглощения для различных образцов при T=100 K. Из рис. 3(3) следует, что край фундаментального появления фотопроводимости PbTe лежит в области 5.2 мкм.

Край появления фотопроводимости периодической структуры PbTe–Pb^a–PbTe... рис. 3(1) (кристаллический PbTe (d=70 Å) – аморфный Pb^a (d=50 Å), 20 периодов по 120 Å) сдвинут в сторону коротких волн (1,5 мкм или 0,83 эВ), что соответствует сдвигу края поглощения из-за размерного квантования в пленке PbTe с d=70 Å и имеет величину $\Delta\varepsilon=\varepsilon_1^c+\varepsilon_1^v=0.6$ эВ, где $\varepsilon_1^{c,v}=\pi^2\hbar^2/2m_{c,v}^{\perp}d^2$ ($m_{c,v}^{\perp}=0.02m_0$).

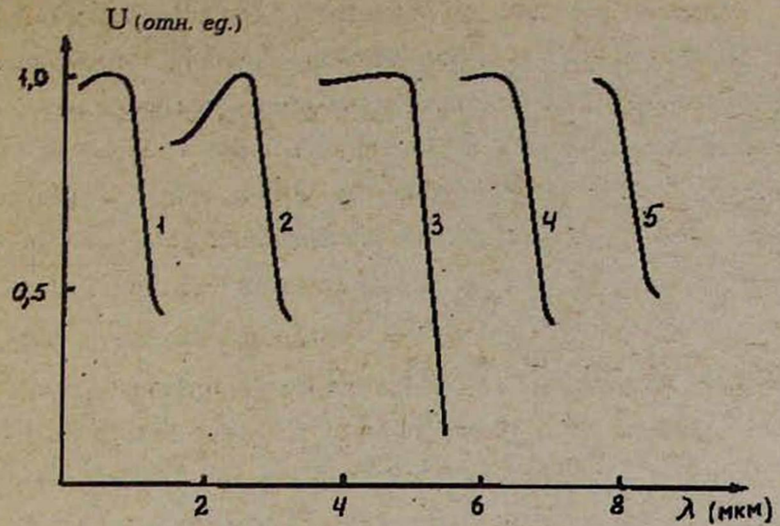


Рис.3. Спектральная зависимость фотопроводимости у края поглощения при T=100 K. 1. PbTe (d=70 Å) - Pb[a] (50 Å).... (20 периодов), 2. PbTe n-типа ($n=10^{19}$ $см^{-3}$ при T=77 K), 3. PbTe сверхчистый (высокостехиометричный), 4. $Pb_{0.85}Sn_{0.15}Te$. 5. $Pb_{0.82}Sn_{0.18}Te$.

Край фундаментального поглощения для образца PbTe *n*-типа с большой концентрацией свободных носителей (рис. 3(2)) ($n=10^{19}$ $см^{-3}$ при T=77 K) из-за эффекта Мосса-Бурштейна сдвинут в сторону коротких волн (λ=3.36 мкм), что хорошо согласуется с. оценкой, проведенной согласно выражению для уровня Ферми сильнолегированного полупроводника:

$$\mu = \frac{2\pi^2\hbar^2}{m_c^*}\left(1+\frac{m_c^*}{m_v^*}\right)\left(\frac{3n}{2\pi M}\right)^{2/3}.$$

При M=4, $\hbar\omega=\varepsilon_g+\mu$, $m_c^*=m_v^*=0.2m_0$ $\mu=0.139$ эВ. Кривые (4,5) на рис. 3 соответствуют образцам $Pb_{0.85}Sn_{0.15}Te$ и $Pb_{0.82}Sn_{0.18}Te$ соответственно. Край фундаментального поглощения первого находится на 7.75 мкм, а второго – на 9.2 мкм. Сравнивая с результатами, полученными из температурной зависимости удельного сопротивления, отметим, что имеется удовлетворительное согласие.

Следует отметить, что в периодической структуре PbTe–Pb[a]... сотношение сопротивлений R(78 K)/R(300 K)>10^3, тогда как в пленках

PbTe с толщиной $d=1$ мкм, полученных в том же технологическом режиме, что и для PbTe в периодической структуре, это отношение порядка 10. Такое сильное различие, по-видимому, связано с размерным квантованием в периодической структуре, которое приводит к сдвигу дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. В результате примесные уровни оказываются в запрещенной зоне с энергией ионизации значительно большей, чем $kT=6.5\cdot10^{-3}$ эВ при T=78 K. Так что энергия активации $\varepsilon=0.47$ эВ, найденная из температурной зависимости $\rho(T)$ (см. рис.2(1)) является энергией активации примесного уровня. Поэтому заряженные носители тока оказываются замороженными на примесном уровне и не дают вклада в проводимость. Попытки обнаружить эффект замораживания примесных уровней в квантующем магнитном поле [3] были безуспешными, и впервые этот эффект наблюдали авторы настоящей работы [7].

Таким образом, впервые разработана технология получения монокристаллических полупроводниковых пленок PbTe, $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и периодической структуры $PbTe-Pb^{a}$ из элементарных источников PbTe, Pb, Sn, Te (являющаяся, по сути, аналогом молекулярно-пучковой эпитаксии). Полученные образцы обладают собственной проводимостью в температурной области (78–300) K, причем проводимость изменяется в 10^4–10^3 раз, тогда как в лучших известных образцах это изменение составляет величину 10 [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. **T. Jakobus and J. Horning.** Journal of Crystal Growth, **45**, 224 (1978).
2. **F.F. Sizov and S.V. Plyatsko.** Journal of Crystal Growth, **192**, 571 (1980).
3. **А. Кроткус, З. Добровольскис.** Электроны в полупроводниках. Электропроводность узкощелевых полупроводников. Вильнюс, "Мокслас", 1988.
4. **И.И. Засавицкий.** Зарубежная радиоэлектроника, **10**, 74 (1974).
5. **A.G. Alexanian and A.M. Khachatrian.** Proc. Materials Research Society, **F6-19**, 44 (1992).
6. **Н.Л. Чопра.** Электрические явления в тонких пленках. М., Мир, 1972.
7. **А.Г. Алексанян, А.М. Хачатрян.** Тез. докл. V Всесоюзной конференции по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах. Калуга, 1990, с.5-6.

ԼԱԶԵՐԱ-ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ԷՊԻՏԱՔՍԻԱՅԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ԲԱՐՁՐ ՍՏԵԽԻՈՄԵՏՐԱԿԱՆ PbTe ԵՒ $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԵՒ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՍՏԱՑՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա.Գ.ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ա.Մ.ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Հետազոտված են Pb, Te, Sn տարրական աղբյուրներից միաբյուրեղական կիսահաղորդչային PbTe եւ $Pb_{1-x}Sn_xTe$ բարակ եւ գերբարակ շերտերի ստացման տեխնոլոգիայի ֆիզիկական հիմունքները: Հաստատված է, որ PbTe եւ $Pb_{1-x}Sn_xTe$ շերտերի կառուցվածքային որակի, բաղադրության, ինչպես նաեւ՝ ազատ կրողների կոնցենտրացիայի ու այդ շերտերի ստացման տեխնոլոգիական ռեժիմների միջեւ կա կապ: Որոշված է չափաքվանտացված PbTe շերտերով եւ ամորֆ Pb^a-ով բազմաշերտ PbTe-Pb^a- PbTe-Pb^a... կառուցվածքի ստացման ռեժիմը:

ON THE POSSIBILITY OF OBTAINING HIGHLY STOICHIOMETRIC PbTe AND $Pb_{1-x}Sn_xTe$ FILMS AND PERIODIC STRUCTURES BY A LASER-PULSE EPITAXY METHOD

A.G. ALEXANIAN and A.M. KHACHATRIAN

Physical principles of laser technology designed to obtain thin and super-thin PbTe and $Pb_{1-x}Sn_xTe$ semiconductor layers out of Pb, Te, and Sn elementary sources are discussed. Samples varied from highly stoichiometric layers which possessed intrinsic conductivity in the temperature range $T \geq 78$ K, up to highly doped (by inner defects) n- and p-type layers. Structural quality and composition of PbTe and $Pb_{1-x}Sn_xTe$ layers, as well as the free-carrier concentration, are related with technological parameters. Technological mode has been selected to obtain PbTe-Pb^a-PbTe-Pb^a... multi-layer structures including PbTe quantum-well layers and amorphous Pb^a element.

Известия НАН Армении, Физика, т. 32, № 1, с. 54-59 (1997)

ПАМЯТИ В.А. АМБАРЦУМЯНА

Армянский народ и научная общественность мира понесли невосполнимую утрату – 12 августа 1996г. в возрасте 88 лет скончался крупнейший астрофизик нашего времени Виктор Амазаспович Амбарцумян.

Виктор Амбарцумян родился 18 сентября 1908г. в интеллигентной семье, рано заметившей необычайную одаренность сына и сделавшей все возможное для получения им соответствующего глубокого образования. В возрасте 20 лет Виктор блестяще оканчивает Ленинградский университет. Талантливый и многообещающий юноша продолжает учебу в 1928-31гг. в аспирантуре Пулковской обсерватории под научным руководством выдающегося астронома Аристарха

Белопольского. В возрасте 26 лет Амбарцумян становится профессором Ленинградского университета, а с 1939г. по 1944г. он был заведующим первой в Советском Союзе кафедрой астрофизики и руководителем обсерватории того же университета.

Однако отказавшись от блестящей карьеры и возможностей работать во всемирно известном университете, Виктор Амазаспович вместе с другим великим ученым, академиком Овсепом Орбели и рядом других известных ученых в 1943г. организует Академию наук Армении. Первый год он занимал должность вице-президента, а с 1944г. по 1993г. бессменно возглавлял Академию. С 1993г. он был почетным Президентом Национальной Академии наук Армении.

Хотя в течение веков в Армении сформировалась самобытная и яркая культура, богатая литература мирового уровня, языковедение и история, в те времена ситуация в области естественных и технических наук в Армении оставляла желать лучшего. Правильно оценив свои выдающиеся интеллектуальные и организаторские способности, Виктор Амазаспович переехал в Ереван и всю свою жизнь без остатка посвятил развитию этих направлений в Армении и дальнейшему углублению и расширению исследований в гуманитарных и общественных науках в Армении. Он работал с огромным энтузиазмом. Его плодотворная и целеустремленная работа привела к созданию многоотраслевой, функционирующей по международным стандартам Академии наук. В ряде институтов Академии были получены достижения, получившие международное признание, а любимое детище Амбарцумяна – Бюраканская астрофизическая обсерватория – стала одной из ведущих обсерваторий мира. Многие институты и лаборатории в Академии были открыты при его непосредственном и заинтересованном участии – либо по его личной инициативе, либо при поддержке. В те годы на организацию новых очагов науки необходимы были соответствующие разрешения Правительства СССР – авторитет Амбарцумяна в руководящих кругах страны во все времена был исключительно высок.

Велики масштабы научной деятельности Амбарцумяна как по своему разнообразию, так и по научной глубине содержания. Он явился достойным наследником в астрофизике крупнейших ученых Джинса и Эддингтона. Без какого-либо преувеличения можно сказать, что начиная с 30-ых годов развитие основных направлений астрофизики в значительной мере связано с именем Амбарцумяна. Астрофизика второй половины двадцатого столетия обильно пропитана его идеями. В сферу своей научной деятельности он вовлек почти все основные направления астрофизики. Перечислим те направления, в которые Амбарцумян внес выдающийся вклад: физика газовых туманностей и звездных оболочек, звездная астрономия и вопросы динамики звездных скоплений, теория рассеяния света, теория межзвездного поглощения света, звездные ассоциации, космогония, нестационарные процессы в звездах, внегалактическая астрономия, теория сверхплотных небесных тел.

Из научных достижений Амбарцумяна хотелось бы особенно выделить три направления, которые, на мой взгляд, имеют непреходящее значение. В первую очередь, это созданная им в 1941–43 годах теория распространения света в средах, вошедшая в сокровищницу науки, ставшая классической, крупномасштабной работой, на базе которой выполнено много работ и еще продолжются интенсивные исследования. Это связанное с именем Амбарцумяна магистральное направление астрофизики – сформулированный им "принцип инвариантности", который нашел многочисленные важные применения не только астрофизике, но и в физике и математике. Эта теория Амбарцумяна была высоко оценена в научных кругах и была удостоена Государственной премии Советского Союза.

Второй комплекс работ, который исключителен по своей научной значимости и имел далеко идущие продолжения, был посвящен основной проблеме космогонии, а именно, вопросу о процессах звездообразования во Вселенной. До середины пятидесятых годов господствовало единое представление, что в процессах звездообразования исходными образованиями являются космические газовые облака. Предполагалось, что в этих дозвездных облаках из-за гравитационной неустойчивости возникают нарастающие крупномасштабные флуктуации (джинсовская неустойчивость), из которых затем путем продолжительного процесса сжатия под воздействием гравитационных сил со временем образуются звезды и звездные системы. Амбарцумян, проанализировав данные наблюдений, в пятидесятые годы пришел к диаметрально противоположному выводу, согласно которому эволюция состояния вещества идет в направлении от сверхплотных к менее плотным состояниям. Речь идет не о космологической, а о космогонической эволюции звездного вещества. По сути дела, предполагается, что во Вселенной существуют какие-то сверхплотные и сверхмассивные дозвездные небесные тела, из которых путем вулканических извержений или взрывов выбрасываются различные порции масс, которые потом превращаются в звезды и межзвездный газ. Такие особые "дозвездные" тела тогда еще не были обнаружены, однако в качестве таковых могли бы служить компактные ядра галактик. В этой связи Амбарцумян приложил огромные усилия для того, чтобы сосредоточить внимание астрономов мира на изучении явлений, обусловленных космогонической активностью ядер галактик, считая это наиболее актуальной проблемой астрофизики. Именно благодаря его упорным настояниям академик Беньямин Маркарян приступил к систематическому изучению спектров галактик. В результате этих наблюдений были открыты галактики со значительным ультрафиолетовым избытком излучения, называемые сегодня галактиками Маркаряна. Вскоре после этого изучение космогонической активности ядер галактик стало основной научной тематикой ведущих обсерваторий мира.

Наконец, третье направление, представляющее значительную научную ценность, – это начатые в начале 60-ых годов совместно с Г.С.Саакяном исследования по теории сверхплотных небесных тел. В результате этих исследований сформулировалось новое перспективное направление астрофизики – физика нейтронных звезд, включающая в себя и обширный комплекс внешних проявлений нейтронных звезд.

Научная деятельность Амбарцумяна была удостоена самой высокой оценки. Он был избран почетным членом Академий наук США, Англии (Королевское общество Лондона), Аргентины, Австрии, Бельгии, Италии, Голландии, Индии, Франции, Швеции, Чехословакии, Болгарии, ГДР и многих других стран, почетным членом многочисленных международных научных обществ. Ему было присуждено почетное звание доктора Австрийского национального университета, университетов Льежа, Праги, Парижа, Мадрида и др. Он награжден медалями имени Ломоносова, Вавилова, Гельмгольца (Германия), Жансена (Франция), Брука (США), Академии наук Словакии, Королевского астрономического общества Великобритании. Мы упомянули только основные почетные звания и награды Амбарцумяна, перечисление всех их просто невозможно. По числу почетных званий в истории Российской и Советской Академии наук Амбарцумян является "рекордсменом".

В 1948–55 гг. он избирался вице-президентом, а в 1961–64 гг. – президентом международного совета научных союзов. Титанической была и работа Амбарцумяна в области подготовки научных кадров. Число его аспирантов, докторантов и других его учеников около ста. В числе их много известных ученых-академиков, которые ныне работают не только в Армении, но и далеко за ее пределами. О его высоких научных заслугах и авторитете свидетельствует и то обстоятельство, что уже в возрасте 40 лет он был признан научной общественностью основателем советской астрофизической школы.

Велики его заслуги и в области популяризации достижений астрофизической науки среди широких слоев населения. С 1947 года до последних дней своей жизни он был председателем общества "Знание" Армении. Несмотря на свою перегруженность научной, административной и общественной работами, он часто выступал перед широкой общественностью с популярными научными лекциями не только в Армении. Его аудитория всегда была многолюдной. Говорил он уверенно, непринужденно, содержательно и остроумно, часто прибегая к наглядным сравнениям, "захватывал" аудиторию так, что после его лекции вопросам не было конца.

Необычайно плодотворной была работа Амбарцумяна и в качестве преподавателя в университетах Ленинграда и Еревана. С 1947 года он был профессором Ереванского государственного университета и заведующим кафедрой астрофизики. До конца 1970-х годов он регулярно читал лекции для студентов, специализирующихся по астрофизике. Он добросовестно готовился к своим лекциям, о которых до сих пор с восхищением вспоминают его бывшие студенты. К сожалению, чрезмерная занятость не позволила ему написать монографии и учебники. Единственная его книга по астрофизике была написана им до второй мировой войны, она являлась лучшим учебным пособием еще очень долгое время.

Исключительно высоким был авторитет Амбарцумяна в системе АН СССР. После войны он бессменно избирался членом Президиума АН. После распада СССР и реорганизации этой академии в Академию наук Российской Федерации, он был избран почетным членом ее Президиума.

Научные и организаторские заслуги Амбарцумяна всегда высоко оценивались руководством СССР. В послевоенные годы он являлся бессменным депутатом Верховного Совета СССР. Дважды был удостоен наивысшей награды СССР – звания Героя Социалистического труда, был награжден пятью Орденами Ленина, двумя Орденами Трудового Красного Знамени и рядом других орденов. Руководство и народ Армении всегда исключительно высоко ценили и искренне любили его. В 1994 году указом Президента Армении Амбарцумяну было присвоено звание "Национального героя", он был награжден "Орденом Отечества".

Виктор Амбарцумян – крупномасштабное историческое явление в духовной жизни армянского народа. Его имя, безусловно, останется навечно в плеяде великих сынов армянского народа и в созвездии великих ученых всего мира.

Академик Г.С. СААКЯН

СОДЕРЖАНИЕ

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

CONTENTS

Заказ 40 Тираж 200
Подразделение оперативной полиграфии ЕГУ
Ереван, Ал. Манукяна, 1