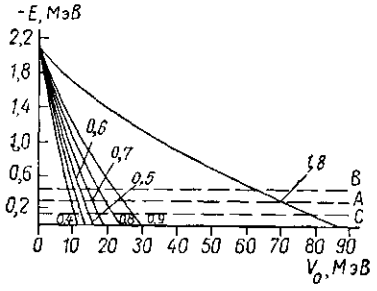
Чтобы выяснить, какая комбинация граничных значений V_0 и μ согласуется с экспериментами по d—d-рассеянию, были вычислены s-фазы упругого d—d-рассеяния в состоянии с полным спином $s=2$ для энергий: 8,2, 10,5 и 12,5 МэВ (в л. с.), поскольку предварительный фазовый анализ поляризационных экспериментов, проведенный в [5] в приближении сохранения спина канала дал для этих энергий фазы $\delta_0 = -58{,}8°$; $-59°$ и $-63°$. Эти же значения получаются (для случая А) при $\mu = 0{,}35$ ф$^{-1}$ и $V_0^0 = 7{,}5$ МэВ. При $\mu > \mu_0$ (и соответствующих им значений V_0) получаются значения фаз, меньших по абсолютной величине, чем δ_0. Следует, однако, иметь в виду, что при проведении фазового анализа в [5] был сделан ряд приближений, поэтому результаты для δ_0 следует рассматривать как ориентировочные. Заметим, что расчеты по методу резонирующих групп приводят к иным результатам [7].



Вследствие вариационных свойств задачи улучшение пробной функции системы привело бы к увеличению границы для V_0 для данного μ. Заметим, что максимальная энергия связи (полученная при $V_0 \to 0$) системы d—Λ—d составляет 2,1 МэВ.

Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные не противоречат возможности существования связанного состояния квазимолекулярного типа d—Λ—d. Если такая система существует, то она могла бы образоваться с достаточно большой вероятностью при прохождении гипер-трития через вещество, содержащее дейтерий. Возможным указанием на существование такой гипер-молекулы является наличие распадов системы, состоящей из двух нейтронов, двух протонов и Λ-частицы (которая обычно отождествляется с ${}^5_\Lambda$He [8]) на два дейтрона, протон и отрицательный пион.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dalitz R. H., Downs B. W. «Phys. Rev.», **110**, 958, 1958.
2. Murphy J. M., Bodmer A. R. «Nucl. Phys.», **83**, 673, 1966.
3. Plattner G. R., Keller L. G. «Phys. Lett.», **30B**, 327, 1969.
4. Myer H. O., Schiemenz P. «Nucl. Phys.», **A197**, 259, 1972.
5. Lien P. D. «Nucl. Phys.», **A178**, 375, 1972.
6. Berard R. W. et al. «Phys. Lett.», **47B**, 355, 1973.
7. Thompson D. R. «Nucl. Phys.», **A143**, 304, 1970.
8. Juric M. et al. «Nucl. Phys.», **B52**, 1, 1973.

Поступила в редакцию
15.7 1974 г.

НИИЯФ

УДК 535.5

В. А. ДИАНОВА, В. Н. ПАРЫГИН, А. САВЕНОК

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФЭУ ДЛЯ СУПЕРГЕТЕРОДИННОГО ПРИЕМА МОДУЛИРОВАННОГО СВЕТА

Одним из наиболее перспективных приемников модулированного светового потока является фотоэлектронный умножитель, обладающий высокой чувствительностью к свету. Однако вследствие дисперсии скоростей вторичных электронов частотная характеристика ФЭУ обычно не превышает 100 МГц. Поэтому для приема СВЧ модулированного света с помощью ФЭУ применяется гетеродинный метод [1, 2]. Для этого во входную камеру ФЭУ подается сигнал гетеродина с частотой, близкой к частоте модуляции. Это приводит к вторичной модуляции электронного потока и возникновению сигнала разностной частоты, который линейно усиливается в динодной системе ФЭУ. Такой метод приема значительно расширяет частотные пределы использования стандартного ФЭУ [3, 4].

Если световой поток модулирован сигналом частоты Ω_1, а вторичная модуляция осуществляется на частоте Ω_2, то ток на выходе ФЭУ имеет вид

$$ia = I_\phi (1 + m_1 \cos \Omega_1 t) [\beta_0 (1 + m_2 \cos \Omega_2 t)]. \quad (1)$$

Выражение $\beta=\beta_0(1+m_2\cos\Omega_2 t)$ определяет чувствительность ФЭУ, которая изменяется под действием сигнала гетеродина.

Как видно из (1), полезный сигнал разностной частоты $(\Omega_1-\Omega_2)$ пропорционален чувствительности. В данной работе теоретически и экспериментально изучается зависимость β от амплитуды сигнала гетеродина.

Исследование чувствительности производилось при попадании на фотокатод немодулированного светового потока $m_1=0$. Напряжение гетеродина подавалось на специальную систему внешних электродов (рис. 1). Использование такой системы электродов позволяет значительно снизить необходимое напряжение по сравнению со случаем подачи сигнала гетеродина на первый динод [4].

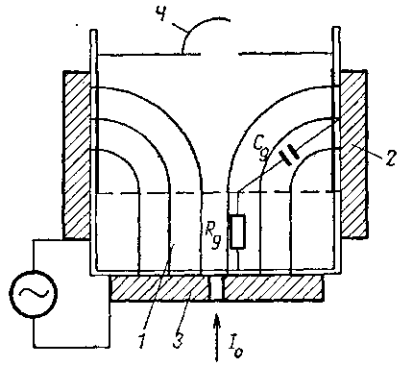


Рис. 1. Схема входной камеры ФЭУ: *1* — фотокатод, *2* — внешний электрод, *3* — плоский электрод, *4* — первый динод

В эксперименте изучалась чувствительность фотоэлектронного умножителя типа ФЭУ-51. В качестве гетеродина был использован генератор Г3-41. Измерения проводились в диапазоне частот 300 кГц—30 МГц. Источником немодулированного света служил He—Ne лазер с длиной волны 6328 Å. Исследовалась зависимость постоянной составляющей тока i_{a0} (пропорциональная β_0) от амплитуды сигнала гетеродина V_0. Измерения проводились на частоте 2,5 МГц. Полученные результаты представлены на рис. 2. При увеличении сигнала гетеродина от нуля до 5 В происходит резкое уменьшение постоянной составляющей тока. Ток падает более чем в 2 раза. При дальнейшем увеличении V_0 ток остается практически постоянным. Такая зависимость характерна для постоянной составляющей анодного тока триода, работающего в режиме сеточного детектирования. Поэтому эквивалентную схему входной камеры с внешними электродами можно представить как триод, сетка которого соединена с катодом сопротивлением утечки R_g, а напряжение на сетку подается через емкость C_g (рис. 1).

Проведен теоретический анализ такой системы в предположении кусочно-линейной зависимости сеточного и анодного токов от напряжения на сетке (рис. 3).

Для частоты гетеродина, удовлетворяющей условию $\Omega R_g C_g \gg 1$, напряжение на сетке V может быть представлено в виде

$$V = V_1 + V_0(\cos\Omega t - \cos\theta). \qquad (2)$$

Здесь θ — угол отсечки по сеточному току, зависящий от $R_0 S_2$.

С учетом обозначений рис. 3 получается следующее значение постоянной составляющей анодного тока:

$$i_{a0} = S_1\left\{(V_1-V_2)\left(1-\frac{\theta_1}{\pi}\right)+V_0\left[\frac{\sin\theta_1}{\pi}-\cos\theta\left(1-\frac{\theta_1}{\pi}\right)\right]\right\}, \qquad (3)$$

где θ_1 — угол отсечки по анодному току, определяемый соотношением:

$$\theta_1 = \arccos\frac{V_1-V_2-V_0\cos\theta}{V_0};$$

На рис. 2 представлена зависимость i_{a0} от V_0, рассчитанная по формуле (3) при значении параметров $S_1=13$ мкА/В; $V_1-V_2=7$ $B\cos\theta=0{,}7$. Теоретическая кривая близка к экспериментальной.

Получено выражение для амплитуды первой гармоники анодного тока:

$$i_{a\Omega} = \frac{2S_1}{\pi}\left[(V_1-V_2)\sin\theta_1+\frac{\pi V_0}{2}\left(1-\frac{\theta_1}{\pi}\right)-V_0\cos\theta\sin\theta_1-\frac{V_0}{4}\sin 2\theta_1\right]. \qquad (4)$$

На рис. 2 приведена зависимость амплитуды $i_{a\Omega}$ от V_0, рассчитанная при указанных выше параметрах S_1, V_1-V_2, $\cos\theta$. На этом же рисунке дана зависимость $i_{a\Omega}$ от V_0, полученная экспериментально. Хорошее соответствие теории и эксперимента подтверждает справедливость предложенной выше эквивалентной схемы входной камеры ФЭУ, работающего в режиме гетеродинирования.

Результаты эксперимента показали, что для гетеродинирования необходимы напряжения порядка нескольких вольт. Дальнейшее увеличение напряжения V_0 не приводит к увеличению переменной составляющей тока. Насыщение характеристики $i_{a\Omega}$ от V_0 обусловлено смещением рабочей точки за счет сеточного детектирования в об-

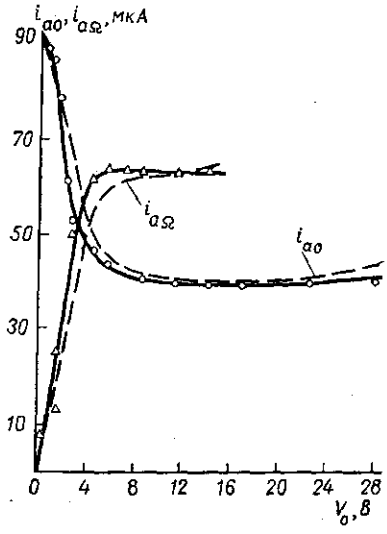


Рис. 2. Зависимость i_{a0} и $i_{a\Omega}$ от напряжения гетеродина (R=120 кОм)

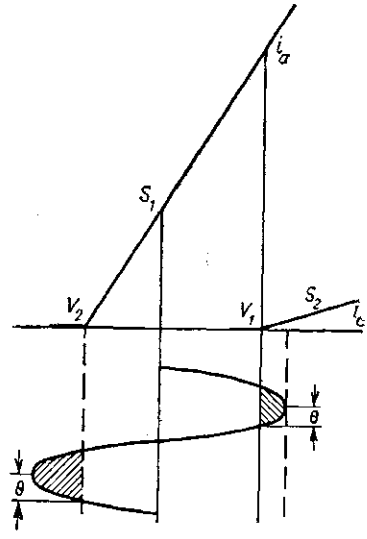


Рис. 3. Характеристики эквивалентного триода

ласть отсечки анодного тока. Отношение амплитуды первой гармоники в режиме насыщения к постоянному току при V_0=0 равно 69%, что свидетельствует о высокой чувствительности системы.

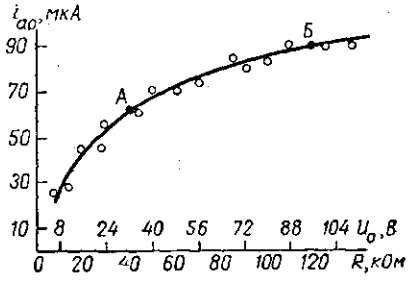


Рис. 4. Зависимость тока ФЭУ от постоянного напряжения между катодом и первым диодом ФЭУ

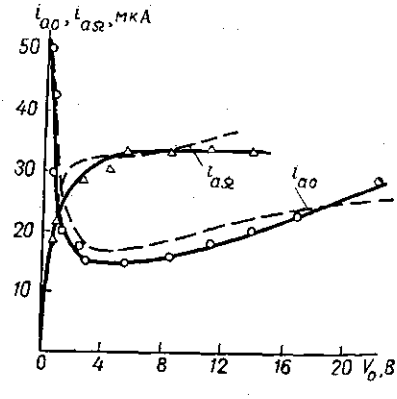


Рис. 5. Зависимости i_{a0} и $i_{a\Omega}$ от напряжения гетеродина (R=40 кОм)

Изменение параметров S_1 и (V_1-V_2) может быть осуществлено изменением постоянного напряжения между катодом ФЭУ и первым динодом U_a. На рис. 4 приведена зависимость постоянного тока на выходе ФЭУ от U_a. Крутизна этой характеристики уменьшается с увеличением $U_a(U_a>0)$. В соответствии с рис. 4 при уменьшении напряжения U_a естественно ожидать увеличения крутизны S_1 и уменьшения значения (V_1-V_2).

В эксперименте изменение U_a достигалось изменением длительного сопротивления R, включенного между катодом и первым динодом ФЭУ. Кривые, приведенные

на рис. 2, сняты при $R=120$ кОм, близком к паспортному значению для данного типа ФЭУ. На рис. 5 приведены экспериментальные и теоретические зависимости i_{a0} и $i_{a\Omega}$ от V_0 для $R=40$ кОм. Как и следовало ожидать, уменьшение U_a привело к росту S_1 и уменьшению (V_1-V_2). Теоретические кривые рис. 5 построены при $S_1=25$ мкА/В $V_1-V_2=2$В. Сравнивая результаты, представленные на рис. 2 и 5, видим, что увеличение крутизны S_1 приводит к более быстрому росту $i_{a\Omega}$ при малых значениях V_0. Насыщение $i_{a\Omega}$ на рис. 5 достигается уже при $V_0=2$В. Однако абсолютная величина переменного компонента тока при заданном световом потоке меньше, чем на рис. 2 из-за уменьшения анодного тока.

Проведенные исследования показали, что использование внешних электродов в ФЭУ эквивалентно преобразованию промежутка фотокатод — первый динод в триодную систему, параметры которой могут быть определены из зависимости i_{a0} от V_0. Рассчитанное значение первой гармоники тока хорошо совпадает с экспериментальным значением. Для гетеродинного приема модулированного света с использованием ФЭУ необходимы напряжения сигнала гетеродина порядка нескольких вольт. При этом амплитуда переменной составляющей тока достигает $\sim 60\%$ от i_{a0}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Залесский И. Е., Потапов А. М. и др. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 164, 1967.
2. Власов В. Г., Королев И. А., Утенков Б. И. ОМП, № 11, 1968.
3. Шилов А. Ф., Манак И. С., Кобак И. А. «Журнал прикладной спектраскопии», 11, 337, 1969.
4. Гулгазарян К. А. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 161, 1970.

Поступила в редакцию
21.10 1974 г.

Кафедра
физика колебаний

УДК 523.442

И. А. ГЕРАСИМОВ

О ДВИЖЕНИИ АСТЕРОИДОВ ТИПА ГЕКУБЫ

Группа астероидов типа Гекубы интересна тем, что средние движения этих астероидов близки к соизмеримости 1 : 2 со средним движением Юпитера. Этой соизмеримости соответствует люк в распределении средних движений астероидов. Для исследования движения астероидов в случае резонанса обычно применяется осредненная схема Н. Д. Моисеева, ибо применение классической теории возмущений здесь не представляется возможным. Однако обоснование данных схем получено лишь для интервала времени порядка тысячи лет, ввиду чего для изучения движения резонансных астероидов на больших промежутках времени представляется разумным использование методов численного интегрирования. В данной работе исследовалась эволюция орбит данной группы астероидов на промежутке времени порядка 2500 лет в рамках плоской круговой ограниченной задачи трех тел.

Уравнения возмущенного движения астероида в гелиоцентрической системе координат могут быть записаны в виде [1]

$$\frac{d^2x}{dt^2}=-k^2\left\{m_0\frac{x}{r^3}-m_j\left(\frac{a\cos n_jt-x}{\Delta^3}-\frac{\cos n_jt}{a^2}\right)\right\},\qquad(1)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2}=-k^2\left\{m_0\frac{y}{r^3}-m_j\left(\frac{a\sin n_jt-y}{\Delta^3}-\frac{\sin n_jt}{a^2}\right)\right\},$$

где $\Delta=\sqrt{(x-a\cos n_jt)^2+(y-a\sin n_jt)^2}$ — взаимное расстояние Юпитер — астероид, $r=\sqrt{x^2+y^2}$ — модуль радиус-вектора астероида, m_0, m_j — массы Солнца и Юпитера, a — радиус орбиты Юпитера, n_j — его среднее движение, k^2 — постоянная Гаусса, t — время.

Принята следующая система единиц: единица длины — астрономическая единица, единица массы — масса Солнца, единица времени — средние солнечные сутки. В этой системе единиц [2]: