



O możliwości prowadzenia poprzecznej fali powierzchniowej w warstwie sprężystej układów regularnych z periodycznymi niejednorodnościami materiałowymi

JERZY KAPELEWSKI †, MATEUSZ PASTERNAK

Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki,
ul. gen. S. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa, mateusz.pasternak@wat.edu.pl

Streszczenie. W pracy opisano możliwość prowadzenia poprzecznych fal powierzchniowych w warstwie sprężystej z wprowadzonymi sztucznie periodycznymi niejednorodnościami materiałowymi. Fale takie w odróżnieniu od modów prowadzonych w warstwie sprężystej lub utrzymywanych przy powierzchni piezoelektryka za pomocą ciągłego lub periodycznego jej zwarcia elektrycznego mogą charakteryzować się wyższą energią oraz prędkością, czyli parametrami istotnymi dla zastosowań sensorowych. Opisano zarys teorii, wybrane jakościowe aspekty propagacji tego typu fal na powierzchni kryształów regularnych, a także wstępne wyniki prób eksperymentalnych.

Słowa kluczowe: poprzeczne fale powierzchniowe, powierzchnie z periodycznym rozkładem niejednorodności, przewodnice falowe

DOI: 10.5604/01.3001.0015.3828

1. Wprowadzenie

Poprzeczne fale powierzchniowe (ang. STW — *surface transversal waves*) mają dość specyficzne cechy fizyczne w porównaniu z właściwościami dobrze już poznanej rodziny akustycznych fal powierzchniowych (ang. SAW — *surface acoustic waves*¹). Brak składowej normalnej do powierzchni sprawia, że energia tych fal znacznie

¹ W literaturze polskojęzycznej używa się akronimu AFP — akustyczne fale powierzchniowe. Tu jednak, by zachować jednolitość, będzie stosowany akronim angielski.

słabiej wycieka do objętości mediów rozdzielonych tą powierzchnią, a jednocześnie parametry STW są w porównaniu z innymi SAW bardziej wrażliwe na obciążenia mechaniczne oraz zmiany parametrów lepkosprężystych medium graniczącego z ich powierzchnią propagacji. Mają one ponadto wyższą prędkość i mogą przenosić wyższe energie. Z tego powodu wydają się atrakcyjne z punktu widzenia budowy akustoelektronicznych układów nieliniowych oraz czujników.

W zasadzie znane są trzy rodzaje fal powierzchniowych o polaryzacji poprzecznej. Pierwszy z nich został odkryty przez Love'a [1]. Fale Love'a występują w kilku odmianach i generalnie są poprzecznymi falami objętościowymi prowadzonymi w warstwie powierzchniowej, dzięki efektowi spowolnienia wywołanemu przez mechaniczne obciążenie powierzchni tą warstwą. Polaryzację poprzeczną mają także fale Bleusteina–Gulyaeva, istniejące również dzięki efektowi spowolnienia, tym razem jednak uzyskanemu na skutek obciążenia elektrycznego, uzyskanego poprzez zwarcie powierzchni piezoelektryka, tj. pokrycie jej cienką warstwą przewodnika [2]. Do fal poprzecznych zaliczane są także powierzchniowe fale muskające (ang. SSBW — *surface skimming bulk waves*) opisane przez Milsona i Lewisa [3]. Te z kolei związane są z efektem obciążenia powierzchni przez przetworniki międzypalczaste, które w sposób zbliżony do fazowanego szyku antenowego generują fale pod pewnym kątem do powierzchni, wskutek czego ich amplituda powierzchniowa szybko maleje. Późniejsze prace zmierzające do zmniejszenia tego kąta doprowadziły do odkrycia, że SSBW można utrzymać przy powierzchni na dłuższych dystansach za pomocą układu periodycznych metalowych elektrod [4, 5]. Fale takie określane są mianem powierzchniowych fal poprzecznych i to właśnie do nich stosuje się akronim STW. Ich własności okazały się na tyle obiecujące, że w zasadzie do dziś konstruuje się bazujące na tych falach układy akustoelektroniczne [6].

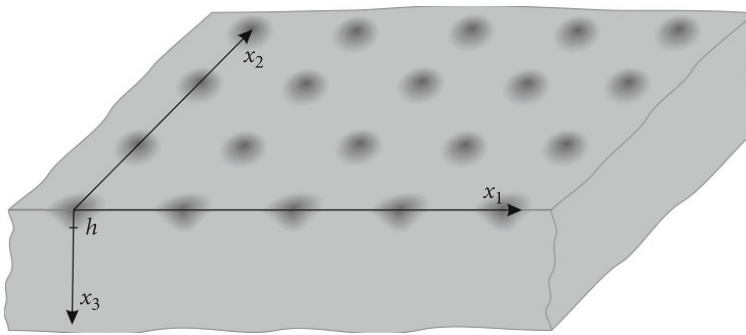
Wszystkie wyżej wymienione rodzaje fal charakteryzują się jednak określonymi wspólnymi ograniczeniami, istotnymi z punktu widzenia konstrukcji urządzeń akustoelektronicznych, w szczególności sensorów. Prowadzenie fali w warstwie przypowierzchniowej o grubości rzędu długości tej fali nakłada na nią poważne ograniczenia energetyczne, zaś spowolnienie fali w stosunku do poprzecznej fali objętościowej zmniejsza maksymalną częstotliwość pracy układu. Ostatnie z tych ograniczeń związane jest z maksymalną rozdzielczością, z jaką realizowane są wysmukłe struktury powierzchniowe. Jak wynika z licznych prac dotyczących sensorów akustycznych, zarówno energia fali, jak i jej prędkość rzutują bezpośrednio na czułość układu.

Prowadzone w latach 90. w zespole prof. Jerzego Kapelewskiego prace teoretyczne i eksperymentalne dotyczyły modyfikacji przypowierzchniowych własności podłoża sprężystych będących potencjalnym nośnikiem fal Rayleigha [7, 8]. Modyfikacje te zmierzały do uzyskania podłoża SAW o sterowanych własnościach. Jak wykazały obliczenia, w pewnych sytuacjach mogą to być również powierzchniowe fale poprzeczne, jednak w tym przypadku prowadzone są one w podłożu bez zewnętrznych obciążeń, co znacząco łagodzi ograniczenia zarówno energetyczne,

jak i częstotliwościowe. Odrębnym problemem technicznym pozostają kwestie generowania zmian materiałowych powierzchni. Prace w tym zakresie prowadzone były w ww. zespole z zastosowaniem procesów implantacji jonów i przyniosły obiecujące rezultaty.

2. Poprzeczne fale powierzchniowe w niejednorodnych materiałowo strukturach regularnych

Rozważmy niejednorodną materiałowo regularną strukturę powierzchni propagacji fal. Tego rodzaju przewodnicę falową można uzyskać w procesie selektywnej dyfuzji, implantacji jonów, a także poprzez indukowanie polami zewnętrznymi lokalnych przejść fazowych w materiałach ferroelektrycznych. Fragment takiej powierzchni wraz z układem współrzędnych ilustruje rysunek 1.



Rys. 1. Powierzchniowy układ niejednorodności

Analizę propagacji poprzecznych fal powierzchniowych w niejednorodnych materiałowo strukturach regularnych można rozpocząć od prostej modyfikacji klasycznego równania ruchu, polegającej na uzależnieniu parametrów materiałowych od wektora położenia. Istotnie komplikuje to równania, jednak można pokazać, że mają one nietrywialne rozwiązania oraz określony sens fizyczny.

W kartezjańskim prawoskrętnym układzie współrzędnych (rys. 1) równanie ruchu ma postać:

$$\rho(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 u_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \sum_{\gamma} \frac{\partial^2 T_{ij}(\mathbf{r}, t)}{\partial x_{\gamma}^2}, \quad (1)$$

gdzie wektor położenia $\mathbf{r} = (x_1, x_2, x_3)$, $\rho(\mathbf{r})$ opisuje przestrzenne zmiany gęstości, wektor przemieszczeń zanika wykładniczo $u(\mathbf{r}, t) = u(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$, zaś tensor naprężeń związany jest z przemieszczeniami poprzez prawo Hooke'a:

$$T_{ij}(\mathbf{r}) = \sum_{kl} C_{ijkl}(\mathbf{r}) \frac{\partial u_k(\mathbf{r}, t)}{\partial x_l}, \quad (2)$$

ze współczynnikami sprężystości \mathbf{C} i odkształceniami $\frac{\partial u_k(\mathbf{r}, t)}{\partial x_l}$.

W ośrodku o strukturze regularnej na powierzchni (001) i w kierunku wektora falowego $\mathbf{k} \parallel [100]$ równanie fal poprzecznych można zapisać w następującej postaci:

$$-\omega^2 \rho(\mathbf{r}) u_1(\mathbf{r}) = \frac{\partial C(\mathbf{r})}{\partial x_1} \frac{\partial u_1(\mathbf{r})}{\partial x_1} + \frac{\partial C(\mathbf{r})}{\partial x_3} \frac{\partial u_1(\mathbf{r})}{\partial x_3} + C(\mathbf{r}) \left[\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_3^2} \right], \quad (3)$$

gdzie $C = C_{1212}$ jest współczynnikiem sprężystości poprzecznej.

Przyjęta zależność parametrów ρ i C od położenia formalnie oznacza uwzględnienie warunków ciągłości na granicy faz.

Jeśli rozkład niejednorodności zrzutowany na płaszczyznę powierzchni będzie miał charakter periodyczny, wówczas funkcje $\rho(\mathbf{r})$ i $C(\mathbf{r})$ można rozwinąć w szereg Fouriera, co odpowiada przejściu do reprezentacji wyrażonej w kategoriach dwuwymiarowej sieci odwrotnej:

$$\{\rho(\mathbf{r}), C(\mathbf{r})\} \equiv \varphi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{K}} [\tilde{\rho}(\mathbf{K}), C(\mathbf{K})] \exp[i(K_1 x_1 + K_2 x_2)], \quad (4)$$

gdzie \mathbf{K} jest dwuwymiarowym wektorem sieci odwrotnej.

W przypadku symetrii kubicznej:

$$\tilde{\varphi}(\mathbf{K}) = a^{-2} \int_0^a \int_0^a \varphi(\mathbf{r}) \exp[-i(K_1 x_1 + K_2 x_2)] dx_1 dx_2, \quad (5)$$

gdzie parametr a jest bokiem komórki, wektor przemieszczeń uzyskuje postać dwuwymiarowej funkcji Blocha:

$$u(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{K}} \tilde{u}(\mathbf{K}, x_3) \exp[i(\chi_1 x_1 + \chi_2 x_2)], \quad (6)$$

gdzie $\chi_1(K) \equiv k_1 + K_1$, $\chi_2(K) \equiv k_2 + K_2$.

Wstawiając (4) i (6) do równania (3), otrzymuje się:

$$\sum_{\mathbf{K}^1} \left\{ \left[\omega^2 \tilde{\rho}(\mathbf{K} - \mathbf{K}^1) + \tilde{C}(\mathbf{K} - \mathbf{K}^1) [(K_1 - K_1^1) \chi_1(\mathbf{K}^1)] \right] \tilde{u}(\mathbf{K}^1, x_3) + \right. \\ \left. + \tilde{D}(\mathbf{K} - \mathbf{K}^1) \frac{\partial u(\mathbf{K}^1, x_3)}{\partial x_3} + \tilde{C}(\mathbf{K} - \mathbf{K}^1) \frac{\partial^2 u(\mathbf{K}^1, x_3)}{\partial x_3^2} \right\} = 0, \quad (7)$$

gdzie: $\tilde{D} = \frac{\partial \tilde{C}}{\partial x_3}$.

Niejednorodności parametrów materiałowych wzdłuż osi x_3 w cienkiej warstwie przypowierzchniowej można uwzględnić poprzez transformację:

$$\tilde{\varphi} \rightarrow \varphi_0 + \delta\varphi_{ef},$$

gdzie zaburzenie efektywne $\delta\varphi_{ef} = h^{-1} \int_0^h \delta\varphi(x_3) dx_3$, h jest grubością warstwy

z niejednorodnościami materiałowymi.

Przyjmując rozwiązanie w formie wykładniczej z dodatnim współczynnikiem tłumienia β w postaci: $\tilde{u}(\mathbf{K}, x_3) = \tilde{u}(\mathbf{K}) e^{-\beta x_3}$, uzyskuje się z (7) równania dla powierzchniowych amplitud $\tilde{u}(\mathbf{K})$, w postaci:

$$\sum_{\mathbf{K}^1} \{ \omega^2 \tilde{\rho}(K - K^1) + \tilde{C}(K - K^1) [(K_1 - K_1^1) \chi_1(K^1) + \\ + \beta^2 - \chi_1^2(K^1)] - \beta \tilde{D}(K - K^1) \} u(K^1) = 0. \quad (8)$$

W formie macierzowej:

$$(\beta^2 \hat{A} - \beta \hat{D} + \hat{B}) \mathbf{u} = 0. \quad (9)$$

Z warunku zerowania się wyznacznika równania (9) można wyznaczyć zbiór dekrementów zanikania β_n . Poszukiwaną poprzeczną falę powierzchniową wyraża wówczas superpozycja:

$$u(\mathbf{K}, x_3) = \sum_n \alpha_n u_n(\mathbf{K}^1) e^{-\beta_n x_3}, \quad (10)$$

gdzie α_n są współczynnikami amplitudowymi.

Przemieszczenia (10) powinny spełniać warunek brzegowy zerowania się naprężeń na powierzchni swobodnej:

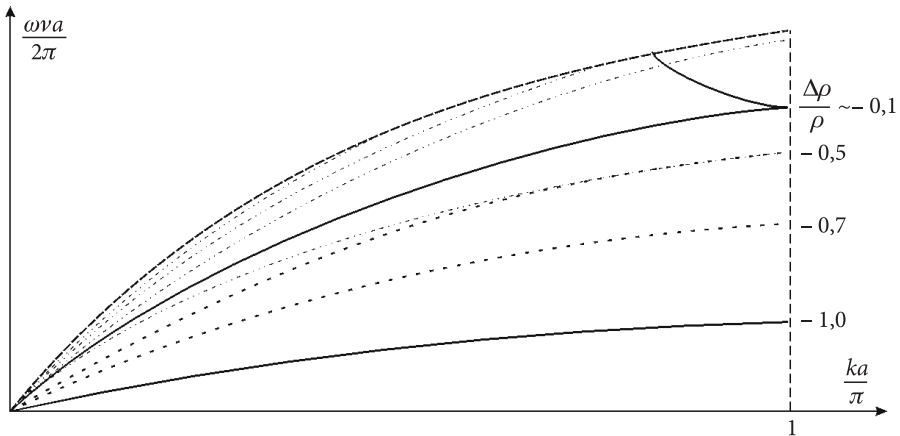
$$T_{32} = C(\mathbf{r}) \left. \frac{\partial u}{\partial x_3} \right|_{x_3=0} = 0, \quad (11)$$

co umożliwi obliczenie współczynników α_n :

$$\sum_{n, \mathbf{K}^1} \alpha_n \beta_n u_n(\mathbf{K}^1) \tilde{C}(\mathbf{K} - \mathbf{K}^1) = 0. \quad (12)$$

Zanikanie wyznacznika układu (12) określa relację dyspersyjną $\omega(k)$ dla poszukiwanej fali poprzecznej.

Z charakteru równań wynika, że krzywe dyspersyjne odpowiadające różnym zmianom parametrów materiałowych podłoża powinny mieć przebieg zilustrowany na rysunku 2.



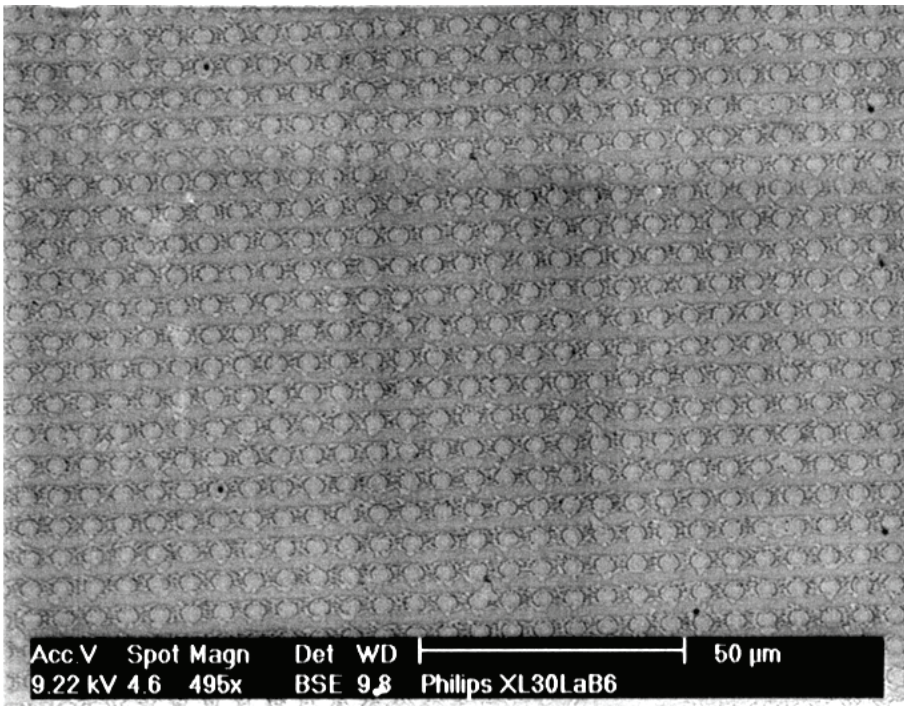
Rys. 2. Krzywe dyspersyjne dla różnych wartości stosunku $\Delta\rho/\rho$ (< 0) przy przyjętej jednostkowej wartości C ; v jest prędkością fali poprzecznej

Z powyższej analizy wynika możliwość istnienia poprzecznych fal powierzchniowych na podłożach pozbawionych obciążeń zarówno mechanicznych, jak i elektrycznych.

Dokładniejszy opis tych fal będzie jednak wymagał nie tylko znalezienia dekrementów zanikania oraz współczynników amplitudowych, lecz także przetransformowania przemieszczeń opisanych równaniem (10) do postaci czasoprzestrzennej, co zasadniczo jest zadaniem trudniejszym i wykraczającym poza ramy tego artykułu.

3. Próby eksperymentalne

Autorzy w latach 90. ubiegłego wieku podejmowali próby eksperymentalne generowania tego rodzaju fal na powierzchniach modyfikowanych implantacyjnie. Na rysunku 3 przedstawiona została fotografia, wykonana z użyciem mikroskopu tunelowego, powierzchni LiNbO_3 modyfikowanej w procesie implantacji jonami Li^+ . Jest to jedno z kilku podłoży uzyskanych w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych w ramach prac autorów nad układami konwolutorów akustycznych z przypowierzchniową kumulacją energii.



Rys. 3. LiNbO_3 cięcie [010], widoczna siatka inkluzji pokrywa się z kierunkiem (100)

Eksperymenty potwierdziły istnienie poprzecznych fal powierzchniowych o prędkości zbliżonej do poprzecznych fal objętościowych, a więc znacznie szybszych od fal Rayleigha. Wyniki eksperymentów nie były jednak w pełni jednoznaczne z uwagi na niedoskonałości technologii i znaczne zdefektowanie powierzchni uzyskanych podłoży. Zdefektowana warstwa mogła być nośnikiem fal Love'a, które, jak wynika z innych prac, mogą propagować się także na powierzchni z gradientem parametrów mechanicznych.

4. Wnioski

Wyniki analiz wskazują, że możliwe jest prowadzenie fal powierzchniowych o czysto poprzecznej polaryzacji w strukturach pozbawionych obciążeń mechanicznych czy też elektrycznych, wyłącznie za pomocą periodycznego rozkładu niejednorodności materiałowych. Fale te można kontrolować poprzez dobór periodu niejednorodności. Period ten nie musi być realizowany w sposób opisany w tym artykule. Możliwe jest także uzyskiwanie takiego rozkładu niejednorodności poprzez selektywną dyfuzję czy też odpowiednią obróbkę powierzchni. Możliwe jest też indukowanie lokalnych przejść fazowych w podłożach krystalicznych, np. poprzez ich lokalne podgrzanie za pomocą wiązki laserowej, co w konsekwencji może dać możliwość sterowania własnościami propagacyjnymi podłoża.

Obiecujące wyniki analiz teoretycznych i eksperymentów, choć niejednoznaczne w przypadku tych ostatnich, zachęcają do rozwinięcia opisów analitycznych i kontynuowania aktywności empirycznej.

Poprzeczne fale powierzchniowe jako najszybsze z tej rodziny fal mają potencjał pozwalający na przekroczenie istniejących obecnie ograniczeń energetycznych i częstotliwościowych. Mogą znaleźć zastosowanie w konstrukcji sensorów akustoelektronicznych o czułości znacznie wyższej od znanych obecnie rozwiązań.

Praca powstała w latach 90. XX w. w zespole kierowanym przez prof. Jerzego Kapelewskiego jako element poboczny badań związanych z uzyskaniem akustoelektronicznych konwolutorów z trójwymiarową kumulacją energii. Układy konwolutorów bazujące na podłożach półprzewodnikowych analizowane były w WAT jeszcze w zespole prof. Sylwestra Kaliskiego [9, 10].

Artykuł wpłynął do Redakcji 8.06.2020. Zatwierdzono do publikacji 4.08.2020.

Mateusz Pasternak <https://orcid.org/000-0003-2160-3786>

LITERATURA

- [1] LOVE A.E., *Some Problems of Geodynamics*, Cambridge: University Press Cambridge, 1911.
- [2] BLEUSTEIN J.L., *A new surface wave in piezoelectric materials*, Appl. Phys. Lett., vol. 13, 1968, pp. 412-413.
- [3] MILSOM R.E., REILLY N.H.C., AND REDWOOD M., *Analysis of generation and detection of surface and bulk acoustic waves by interdigital transducers*, IEEE Trans. Sonics Ultrason., vol. SU-24, 1977, pp. 147-166.
- [4] LEWIS M., *Surface skimming bulk waves*, SSBW, Proc. IEEE Ultrason. Symp., 1977, pp. 744-752.
- [5] AVRAMOV I.D., *High-performance surface transversal wave resonators in the lower GHz frequency range*, Int. Journ. of High Speed Electronics and Systems, 10, 3, 2000, 735-782.
- [6] STRASHILOV V.L., YANTCHEV V.M., *Surface Transverse Waves: Properties, Devices, and Analysis*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 52, 5, 2005, 812-821.
- [7] SOLUCH W., *STW filter with long interdigital transducers on quartz*, Electronics Letters, 39, 17, 2003, 1292-1293.

-
- [8] KAPELEWSKI J., PASTERNAK M., *Surface acoustic waves in quasi-composite near-surface micro-structured layers*, Composite Interfaces, 3, 5-6, 1995, 425-430.
- [9] KAPELEWSKI J., PASTERNAK M., *A systematic approach to near surface distortion produced by paraelastic impurity systems*, Biuletyn WAT, 48, 6, 1999, 113-123.
- [10] KALISKI S., KAWAŁEC A., DONG T., WĘCKI B., *Monolityczny konwolutor na powierzchniowych falach akustycznych w kryształach CdS z cienką warstwą wytworzoną za pomocą fotoefektu*, Biuletyn WAT, 23, 12, 1974, 17-26.
- [11] KAPELEWSKI J., NOWACKI W., RYMARZ C., WŁODARCZYK E., *Review of S. Kaliski's scientific achievements in the domain of coupled fields*, Int. Journ. of Eng. Sci., 25, 8, 1987, 987-1001.

J. KAPELEWSKI, M. PASTERNAK

On the possibility of surface transversal wave guidance in an elastic subsurface layer of cubic crystal systems with periodic material inhomogeneities

Abstract. In the paper, the possibility of surface transversal waves existence on an elastic surface layer with artificially induced periodic inhomogeneities has been described. Such kind of waves, unlike well-known surface modes sustained close to the surface boundary by an elastic layer as well as constant or periodic electrical short, have potential to transfer higher energy with higher velocity. Such parameters are very important for applications of sensors. In the work, some outline of the theory, chosen qualitative aspects of such wave propagation on regular crystal surfaces as well as the results of preliminary experimental tests were presented.

Keywords: surface transversal waves, surfaces with periodic inhomogeneities distributions, waveguides

DOI: 10.5604/01.3001.0015.3828

